

## CAP.II°.3 – LA FUSIONE NUCLEARE.

### § II°.3.1 – FUSIONE NUCLEARE.

La teoria della relatività ha unificato i principi di conservazione della massa, (**m**), e dell'energia, (**E**), stabilendo la correlazione e la legge di trasformazione dell'una nell'altra, come:

$$E = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \text{ essendo: } m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

con: **m<sub>0</sub>** massa a riposo;

**v** velocità del corpo;

**c** velocità della luce nel vuoto, (**c = 3 10<sup>8</sup> m/s**),

da cui risulta che la massa di un corpo dipende dalle sue condizioni cinematiche e che la velocità della luce rappresenta un limite massimo invalicabile, (**m → ∞**, per **v → c**).

Sviluppando la funzione: **E = E (v)**, in serie di potenze, si ottiene:

$$E = m_0 c^2 + 1/2 m_0 v^2 + \text{termini che contengono il fattore: } (v/c)^n.$$

Se risulta: **v << c**, si ottiene, quindi: **E ≈ m<sub>0</sub>c<sup>2</sup> + 1/2 m<sub>0</sub>v<sup>2</sup>**, ovvero, (oltre a qualunque forma di energia potenziale relativa a campi di forza eventualmente presenti), un corpo è dotato, (per: **v ≠ 0**), di energia cinetica: **1/2 m<sub>0</sub>v<sup>2</sup>** e di energia interna o a riposo, pari a **m<sub>0</sub>c<sup>2</sup>**.

Il rapporto fra le due, vale:  $\frac{m_0 c^2}{\frac{1}{2} m_0 v^2} = \frac{2c^2}{v^2}$ , che per le ordinarie

velocità, (**v = 10 ÷ 100 m/s**), risulta: **1,8 10<sup>13</sup> ÷ 1,8 10<sup>15</sup>**.

Pertanto annichilendo **1 kg** di materia si otterrebbe un'energia pari a:

$$E = 1 \times (3 \cdot 10^8)^2 = 9 \cdot 10^{16} \text{ J} = 25 \cdot 10^9 \text{ kWh},$$

con rapporto: **2,25 10<sup>9</sup>**, rispetto all'energia liberata dalla stessa unità di massa di combustibile chimico e **1,1 10<sup>3</sup>**, rispetto all'energia nucleare liberata dalla fissione completa dell'unità di massa di materiale fissile.

Questi annichilimenti di materia, tuttavia, si ottengono solo in caso di reazioni chimiche o nucleari.

Ogni reazione chimica comporta in sostanza un riassetamento delle strutture atomiche che vi partecipano e qualora i composti risultanti

mostrino una maggiore energia di legame, (elettromagnetica), rispetto a quelli di partenza, la differenza appare come energia cinetica disordinata, (calore), distribuita fra tutte le molecole prodotte, cui corrisponde un annichilimento di massa.

Parimenti ogni reazione nucleare comporta un riassetamento delle strutture nucleari che vi partecipano e qualora i nuclei risultanti mostrino una maggiore energia di legame, (nucleare), rispetto a quelli di partenza, la differenza appare ancora come energia cinetica disordinata, (calore), distribuita fra tutte le particelle prodotte, cui ancora corrisponde un annichilimento di massa.

Tuttavia le reazioni chimiche risultano un modo altamente inefficace di convertire massa in energia.

L'intensità dell'interazione elettromagnetica infatti, comporta un'energia associata a ogni singola molecola dell'ordine dell'**eV** e corrispondentemente la variazione di massa non è misurabile.

Considerando, infatti, la combustione di **1 kg** di combustibile con liberazione di circa  **$4 \cdot 10^7$  J**, si ottiene una diminuzione di massa, (**DM**),

$$\text{pari a: } \mathbf{DM} = \frac{\mathbf{E}}{\mathbf{c}^2} = \frac{\mathbf{4 \cdot 10^7}}{(\mathbf{3 \cdot 10^8})^2} = \mathbf{0,44 \cdot 10^{-9} \text{ kg}}.$$

Le reazioni nucleari risultano invece, assai più efficienti, in quanto la maggiore intensità dell'interazione nucleare, comporta un'energia associata a ogni singola particella dell'ordine del **MeV** e i difetti di massa risultano quindi osservabili.

In funzione della massa del nucleone di riferimento, (**m<sub>p</sub>**), definita come **amu** e pari a **1/12** della massa del nucleo  **$^{12}_6\text{C}$** , ( **$1,6604 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$** ), con numero di massa atomico, (in caso di un elemento), o molecolare, (in caso di un composto), si indica il rapporto, (**A<sub>x</sub>**), fra la massa di una particella della specie in esame, (**m<sub>x</sub>**), e il nucleone di riferimento: **A<sub>x</sub> = m<sub>x</sub>/m<sub>p</sub>**, per cui la massa di un atomo o di una molecola di una sostanza può essere espressa come: **m<sub>x</sub> = A<sub>x</sub>m<sub>p</sub>**.

L'unità di massa di una qualunque sostanza contiene quindi un numero di atomi o molecole:  **$1/m_x = 1/A_x m_p$** .

Una **kmole** di qualunque sostanza, ovvero una massa in **kg** pari al numero di massa della sostanza stessa, contiene quindi un eguale numero di particelle: **A<sub>x</sub>(1/A<sub>x</sub>m<sub>p</sub>) = 1/m<sub>p</sub>**, noto come numero di Avogadro: **N<sub>A</sub>**, (**particelle/kmole**) = **1/m<sub>p</sub> (amu/kg)**, ovvero pari al numero di nucleoni contenuti nell'unità di massa, tenuto conto del difetto di massa relativistico.

Pertanto il numero di atomi, (o in pratica nuclei), contenuti in un **kg** di sostanza monoatomica è pari al numero di Avogadro diviso il numero di massa dell'elemento:  $N_A/A_x = 1/(A_x m_p)$ , mentre lo stesso rapporto moltiplicato per la densità, ( $d_s$ ), della sostanza:  $d_s N_A/A_x$  rappresenta il numero di atomi, (o nuclei), contenuti nell'unità di volume.

In caso di sostanze semplici pluriatomiche, indicando con **n** il numero di atomi legati nella molecola e con  $A_x$  il numero di massa della specie atomica, un **kg** di sostanza contiene  $N_A/nA_x$  molecole poliatomiche e quindi  $n(N_A/nA_x) = N_A/A_x$  atomi o nuclei.

In una serie di eventi che tramutino idrogeno e deuterio in elio, poichè per i relativi numeri di massa, ( $A_H, A_D, A_{He}$ ), si ha:

$A_H = 1,007825 \text{ amu}$ ;  $A_D = 2,014102 \text{ amu}$ ;  $A_{He} = 4,002603 \text{ amu}$ ,  
si ottiene un'energia specifica, ( $E_H$ ), pari a:

$$E_H = \frac{1}{4} (4 \times 1,00783 - 4,0026) m_p \frac{N_A}{A_H} c^2 =$$

$$= \frac{1}{4} (4 \times 1,00783 - 4,0026) \frac{c^2}{A_H} = 6,4 \cdot 10^{14} \frac{\text{J}}{\text{kg}_H},$$

essendo necessari **4** nuclei di idrogeno per reazione e con annichilimento dello **0,71%** della sua massa, mentre per la fusione del deuterio risulta:

$$E_D = \frac{1}{2} (2 \times 2,0141 - 4,0026) m_p \frac{N_A}{A_D} c^2 =$$

$$= \frac{1}{2} (2 \times 2,0141 - 4,0026) \frac{c^2}{A_D} = 5,72 \cdot 10^{14} \frac{\text{J}}{\text{kg}_D},$$

essendo necessari **2** nuclei di deuterio per reazione e con annichilimento dello **0,64%** della sua massa.

Poichè la frazione di deuterio presente nella miscela isotopica dell'idrogeno è circa  $1,5 \cdot 10^{-4}$ , **1 kg** di acqua naturale contiene **1/9 kg** di idrogeno e  $1/9 \times 2 \times 1,5 \cdot 10^{-4} = 3,33 \cdot 10^{-5} \text{ kg}$  di deuterio.

Dalla fusione completa in elio dell'idrogeno e del deuterio contenuti in **1 kg** di acqua naturale, si ottengono, quindi:

$$1/9 \times 6,4 \cdot 10^{14} + 3,33 \cdot 10^{-5} \times 5,72 \cdot 10^{14} = 7,1 \cdot 10^{13} \text{ J/kg H}_2\text{O},$$

pari a circa  $1,8 \cdot 10^6 \text{ kg}$  di olio combustibile, con annichilimento di una frazione in massa pari a:

$$1/9 \times 0,0071 + 3,33 \cdot 10^{-5} \times 0,0064 = 7,1 \cdot 10^{13}/c^2 = 7,89 \cdot 10^{-4} \text{ kg}.$$

### §II°.3.2 – CONDIZIONI PER L'INNESCO DI REAZIONI DI FUSIONE.

La fusione nucleare è la vera e unica energia dell'universo che, composto da miliardi di miliardi di reattori a fusione, ne è di fatto l'espressione evolutiva.

Tale fonte energetica è tuttavia la più remota e di conseguenza di più recente scoperta in ambiente planetario, essendo le sue enormi possibilità assai penalizzate dalle condizioni in cui tali reazioni possono avvenire.

Infatti l'andamento dell'energia potenziale di una particella carica che si avvicina a un'altra particella avente carica dello stesso segno, ha l'andamento di un'iperbole repulsiva coulombiana, (**Fig.II°.1.8.4**).

Per giungere a una distanza sufficientemente ridotta da permettere alle forze nucleari a corto raggio di intervenire innescando reazioni di fusione, deve quindi essere superata tale barriera.

Detta **e** la carica dell'elettrone, la forza repulsiva in funzione della distanza, (**r**), fra due particelle di numero atomico **Z<sub>1</sub>** e **Z<sub>2</sub>**, vale:

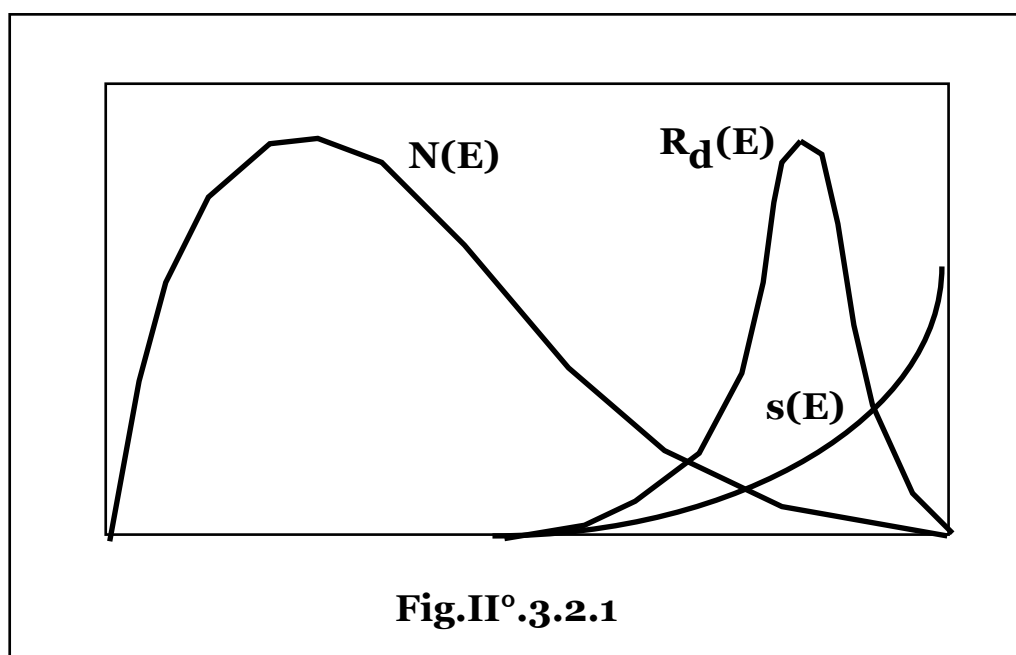
$$\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi e_0 r^2},$$

con **e<sub>0</sub>** costante dielettrica del vuoto, da cui l'energia potenziale:

$$E_p = \int_{\infty}^r \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi e_0 r^2} dr = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi e_0 r}.$$

Per distanze dell'ordine del raggio nucleare: **r = 10<sup>-16</sup>÷10<sup>-15</sup>**, risulta:

$$E_p = 0,29 Z_1 Z_2 \text{ MeV}.$$



Un insieme di  $N_0$  particelle a temperatura  $T$  è distribuito, energeticamente, secondo la curva maxwelliana, (**Fig.II° 3.2.1**):

$$\frac{1}{N_0} N(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi} k^{3/2} T^{3/2}} E^{1/2} e^{-\frac{E}{kT}},$$

con  $N(E)$  numero di particelle per intervallo energetico unitario e  $k$  costante di Boltzmann, pertanto l'energia media di un insieme di  $N_0$  particelle, pari alla media del valore dell'energia pesato sulla distribuzione energetica delle particelle stesse, risulta:

$$1/N_0 \int_0^{\infty} E N(E) dE = 3/2 kT,$$

che esprime la legge generale secondo la quale una particella dotata di  $f$  gradi di libertà possiede una energia pari a:  $E = 1/2 f kT$ .

Alternativamente, secondo la Teoria Cinetica, un gas è costituito di particelle che si muovono di moto rettilineo uniforme finchè non collidono tra loro o con le pareti di contenimento, pertanto assumendo urti elastici, le componenti della velocità parallele alla parete restano invariate mentre la componente perpendicolare si mantiene in modulo invertendo la direzione.

In ogni urto una particella di massa  $m$  e velocità  $\mathbf{v}_x$  lungo l'asse  $x$ , trasmette quindi, a una parete perpendicolare al medesimo asse, un impulso pari a:  $2m\mathbf{v}_x$ .

Nel tempo  $dt$  le particelle in grado di raggiungere una superficie  $S$  sulla parete cedendo impulso, si trovano a una distanza compresa fra zero e  $\mathbf{v}_x dt$ , ovvero contenute in un volume cilindrico:  $\mathbf{v}_x dt S$ .

Indicando con  $n$  il numero di molecole per unità di volume, il numero di molecole che collidono sull'area  $S$ , vale:  $n(\mathbf{v}_x dt S)$ , con un impulso infinitesimo trasferito:  $n (\mathbf{v}_x dt S)(2m\mathbf{v}_x) = 2nm\mathbf{v}_x^2 S dt$ .

La forza esercitata, (impulso per unità di tempo), vale dunque:  $2nm\mathbf{v}_x^2 S$  e la pressione, (forza per unità di superficie):  $p = 2nm\mathbf{v}_x^2$ .

Per moto isotropo, ogni molecola ha eguale probabilità di muoversi in ogni direzione e quindi:  $\mathbf{v}_x^2 = \mathbf{v}_y^2 = \mathbf{v}_z^2 = 1/3\mathbf{v}^2$ ,

essendo:  $\mathbf{v}^2 = \mathbf{v}_x^2 + \mathbf{v}_y^2 + \mathbf{v}_z^2$ , il valor medio del quadrato della velocità, e quindi:  $p = 2/3 nm\mathbf{v}^2$ .

L'operazione di media tuttavia, considera tutte le velocità, mentre alla pressione contribuiscono solo quelle dirette verso la parete, ( $\mathbf{v}_x > 0$ ), che per l'isotropia del moto, risultano la metà, (l'elevazione al quadrato elimina la somma algebrica dei contributi che tuttavia

porterebbe a zero come se le molecole che si allontanano dalla parete potessero esercitare una pressione negativa).

Si ottiene quindi:  $p = (1/2)n(2/3) mv^2 = 2/3 n (1/2 mv^2)$ ,

con:  $1/2 mv^2$ , energia cinetica media delle particelle.

Dall'equazione dei gas perfetti:  $pV = n_o R_o T$ , si ottiene:

$p = (2/3)n(1/2mv^2) = n_o R_o T/V$ , da cui, tenuto conto che:

$n = n_o N_A/V$ , (numero di kmoli per numero di particelle per kmole,

diviso volume), risulta:  $\frac{1}{2} mv^2 = \frac{3}{2n} \frac{n_o R_o}{V} T = \frac{3}{2} \frac{R_o}{N_A} T = \frac{3}{2} kT$ ,

avendo indicato con:  $k = R_o/N_A = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ , la costante di Boltzmann, (l'indipendenza dell'energia cinetica dalla massa delle particelle, spiega qualitativamente il motivo per cui particelle di massa diversa portino a un medesimo contributo di cessione di quantità di moto alla parete, mostrando che a parità di temperatura, la velocità delle particelle risulta inversamente proporzionale alla radice della massa delle particelle stesse:  $\frac{1}{2} mv^2 = \frac{3}{2} kT$ , da cui:

$$v = \sqrt{3kT} \frac{1}{\sqrt{m}}).$$

Risulta quindi possibile esprimere la temperatura in unità energetiche, (tipicamente **eV** e multipli), essendo la corrispondenza, a meno del fattore **f/2**: **1 eV  $\rightarrow$  11.600 K**.

La temperatura necessaria per la collisione dei nuclei da fusione risulta pertanto:  **$T = (2/f k) \cdot 0,29 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} Z_1 Z_2 = 2,25 \cdot 10^9 Z_1 Z_2 \text{ K}$**  e quindi le condizioni più favorevoli si ottengono impiegando idrogeno e i suoi isotopi, ( **$Z_1 = Z_2 = 1$** ), ma comunque a temperature dell'ordine dei miliardi di gradi.

In realtà la stessa curva di distribuzione energetica esprime la circostanza che per qualunque temperatura esiste una "coda", (**Fig.II°.3.2.1**), di particelle con energie anche più elevate di quella media. Inoltre, contrariamente a quanto previsto dalle leggi della meccanica classica, le particelle atomiche e nucleari hanno una certa probabilità di penetrare una barriera di potenziale superiore all'energia delle particelle stesse, (effetto tunnel).

Ne risulta che apprezzabili fenomeni termonucleari possono avvenire già a valori di temperatura di uno–due ordini di grandezza inferiori a quelli nominali, ovvero dalla decina al centinaio di milioni di gradi.

### § II°.3.3 – LE SEZIONI D'URTO DI FUSIONE.

Nelle reazioni di fusione nucleare l'interazione a distanza risulta la barriera repulsiva coulombiana di particelle aventi carica dello stesso segno e la sezione d'urto tende, quindi, a zero per energie ridotte e parimenti diviene trascurabile per elevatissimi valori dell'energia ai quali neppure le forze nucleari sono in grado di trattenere le particelle, ovvero a valori di velocità ai quali il tempo di permanenza delle particelle in prossimità, diviene insufficiente affinché possano reagire. La sezione d'urto di fusione fra due nuclei di massa e numero atomico  $m_1, m_2$  e  $Z_1, Z_2$ , in funzione dell'energia può pertanto essere espressa

con una relazione del tipo:  $s(E) = \frac{c_1}{E} e^{-c_2 \frac{Z_1 Z_2}{\sqrt{E}}}$ ,

con:  $c_2 = \frac{2^{3/2} \pi^2 \sqrt{\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}} e^2}{h}$ ;  
 $h$  costante di Planck;  
 $e$  carica dell'elettrone.

Fra questi limiti la curva presenta un solo massimo che, posto:

$$\frac{ds(E)}{dE} = 0, \text{ risulta: } E_{\max} = \left( \frac{c_2}{2} Z_1 Z_2 \right)^2 ;$$

$$s_{\max} = s(E_{\max}) = \frac{c_1 e^{-2}}{E_{\max}} = \frac{c_1 e^{-2}}{\left( \frac{c_2}{2} Z_1 Z_2 \right)^2}, \text{ (e numero di Nepero).}$$

Combinando le espressioni della sezione d'urto con la distribuzione maxwelliana di energia si trova la densità energetica di reazione:

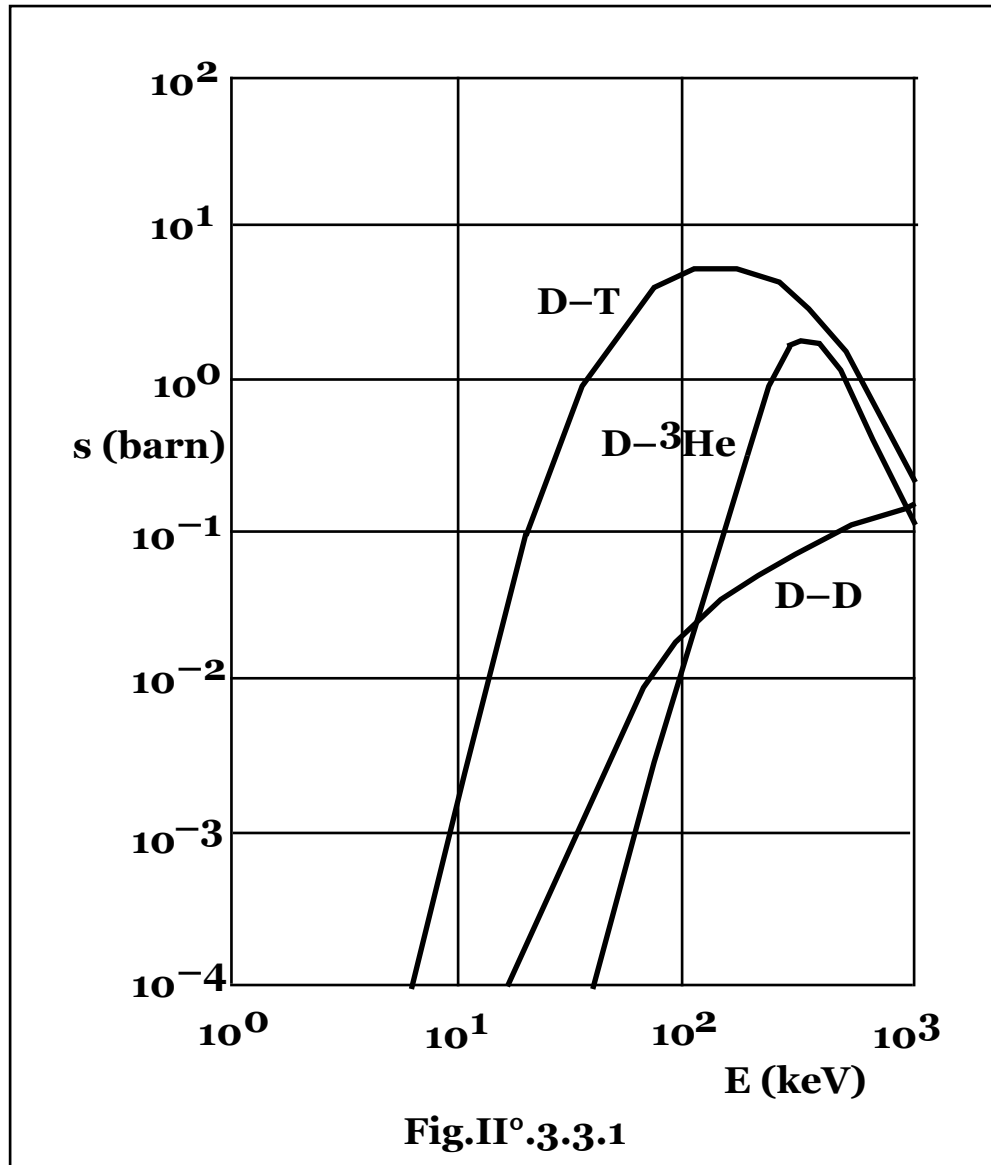
$$R_d(E) = s(E)N(E) = \frac{c_3}{T^{3/2} \sqrt{E}} e^{-\left( \frac{c_2 Z_1 Z_2}{\sqrt{E}} + \frac{E}{kT} \right)},$$

da cui si rileva, (**Fig.II°.3.2.1**), che alle temperature indicate la coda energetica contribuisce in maniera preponderante alla reazione integrale. Posto:

$$\frac{dR_d(E)}{dE} = \frac{c_3}{T^{3/2} \sqrt{E}} e^{-\left( \frac{c_2 Z_1 Z_2}{\sqrt{E}} + \frac{E}{kT} \right)} \left( -\frac{1}{2E} + \frac{3}{2} c_2 Z_1 Z_2 E^{-3/2} - \frac{1}{kT} \right) = 0$$

si ottiene l'energia di massimo utilizzo, ( $E_{\max}$ ):

$$E_{\max} \sim \left( \frac{1}{h} \sqrt{2 \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}} \pi^2 e^2 Z_1 Z_2 k \right)^{2/3} T^{2/3}$$



Per le reazioni fra gli isotopi dell'idrogeno: deuterio–deuterio, (**DD**), e deuterio–trizio, (**DT**), (**Fig.II° 3.3.1**), le espressioni sperimentali, in

**barns**, risultano:

$$s_{DD}(E) = \frac{288}{E} e^{-\frac{45,8}{\sqrt{E}}} \quad 10 < E < 100 \text{ keV};$$

$$s_{DD}(E) = \frac{182}{E} e^{-\frac{44,24}{\sqrt{E}}} \quad E < 10 \text{ keV};$$



$$s_{DT}(E) = \frac{2,19 \cdot 10^4}{E} e^{-\frac{44,24}{\sqrt{E}}}.$$

Nell'espressione del numero di reazioni nell'unità di tempo e di spazio, (e di ogni grandezza a questo proporzionale), compare il valore del prodotto  $sv$ , con:  $s = s(E)$ , e  $v(E) = \sqrt{\frac{2E}{m}}$ .

Essendo le particelle distribuite secondo la curva:  $N = N(E, T)$ , fissata la temperatura, le particelle non risultano monoenergetiche e pertanto risulta variabile anche il prodotto  $sv = sv(E)$ .

Nota la distribuzione energetica, (maxwelliana), delle particelle, integrando su tale distribuzione, si elimina la variabile energia e si ottengono i valori medi pesati del prodotto  $sv$  per ogni valore, (ovvero in funzione unicamente), della temperatura:

$$\begin{aligned} sv(T) &= 1/N_0 \int_0^{\infty} sv(E) N(E, T) dE = \\ &= \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} \frac{c_1}{E} e^{-c_2 \frac{Z_1 Z_2}{\sqrt{E}}} \sqrt{\frac{2E}{m}} \frac{2N_0}{\sqrt{\pi k}^{3/2}} \frac{\sqrt{E}}{T^{3/2}} e^{-\frac{E}{kT}} dE = \\ &= \frac{c_1}{kT^{3/2}} \sqrt{\frac{8}{m\pi k}} \int_0^{\infty} e^{-\left(c_2 \frac{Z_1 Z_2}{\sqrt{E}} + \frac{E}{kT}\right)} dE. \end{aligned}$$

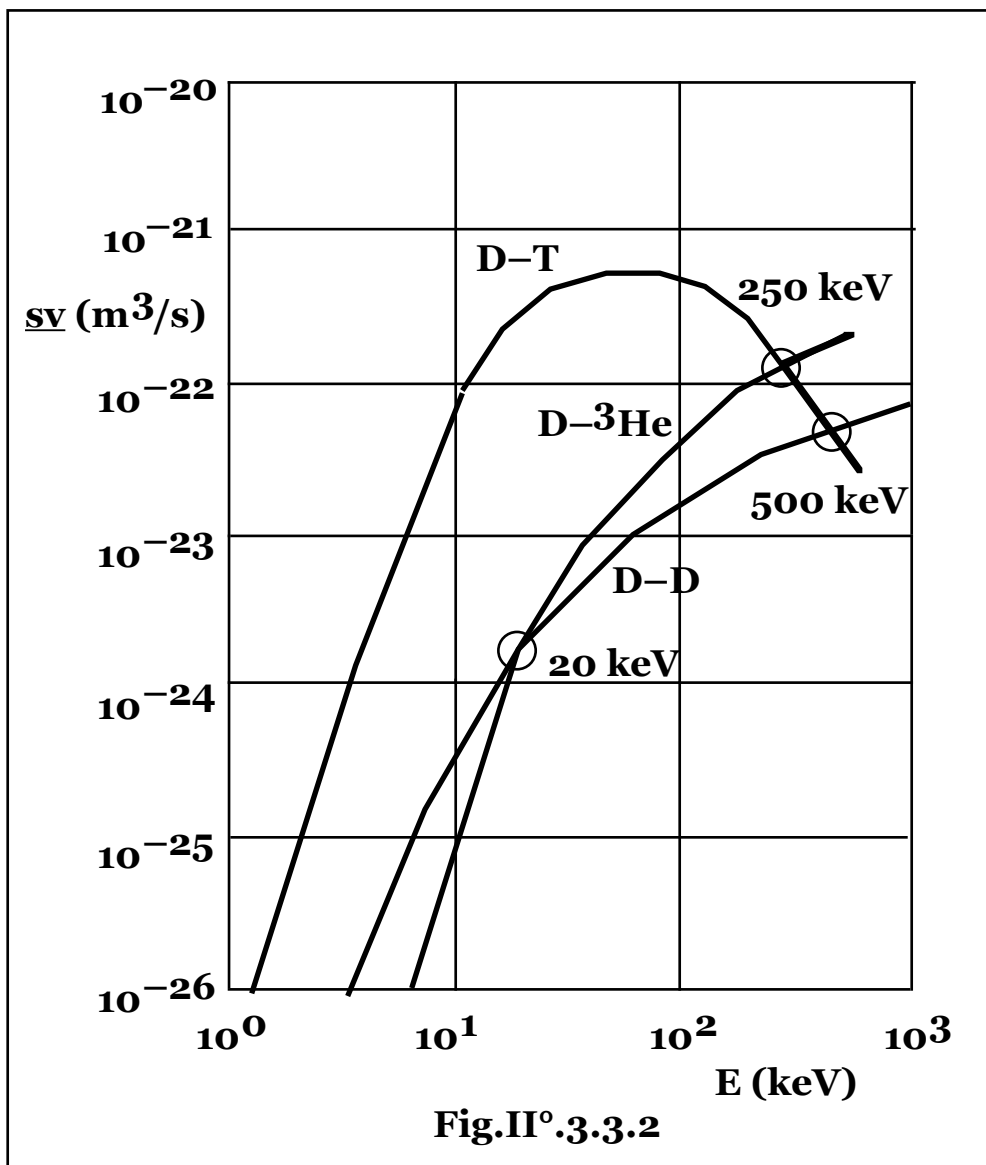
**Tab.II°.3.3.I – Valore medio  $sv$  in funzione della temperatura per le reazioni D – D, D – T e D –  $^3\text{He}$ .**

Temperatura, (keV)	$sv_{DD}$ (m <sup>3</sup> /s)	$sv_{DT}$ (m <sup>3</sup> /s)	$sv_{DHe3}$ (m <sup>3</sup> /s)
1.0	2 10 <sup>-28</sup>	7 10 <sup>-27</sup>	6 10 <sup>-32</sup>
2.0	5 10 <sup>-27</sup>	3 10 <sup>-25</sup>	2 10 <sup>-29</sup>
5.0	1,5 10 <sup>-25</sup>	1,4 10 <sup>-23</sup>	10 <sup>-26</sup>
10.0	8,6 10 <sup>-25</sup>	1,1 10 <sup>-22</sup>	2,4 10 <sup>-25</sup>
20.0	3,6 10 <sup>-24</sup>	4,3 10 <sup>-22</sup>	3,2 10 <sup>-24</sup>
60.0	1,6 10 <sup>-23</sup>	8,7 10 <sup>-22</sup>	7 10 <sup>-23</sup>
100.0	3 10 <sup>-23</sup>	8,1 10 <sup>-22</sup>	1,7 10 <sup>-22</sup>

Per le reazioni deuterio–deuterio, (D–D), e deuterio–trizio, (D–T), il valore medio  $sv(T)$ , in funzione della temperatura, (espressa in **keV**), risulta, (**Fig.II°.3.3.2** e **Tab.II°.3.3.I**):

$$sv_{DD}(T) = \frac{2,33 \cdot 10^{-20}}{T^{2/3}} e^{-\frac{18,76}{T^{1/3}}} \quad \frac{m^3}{s};$$

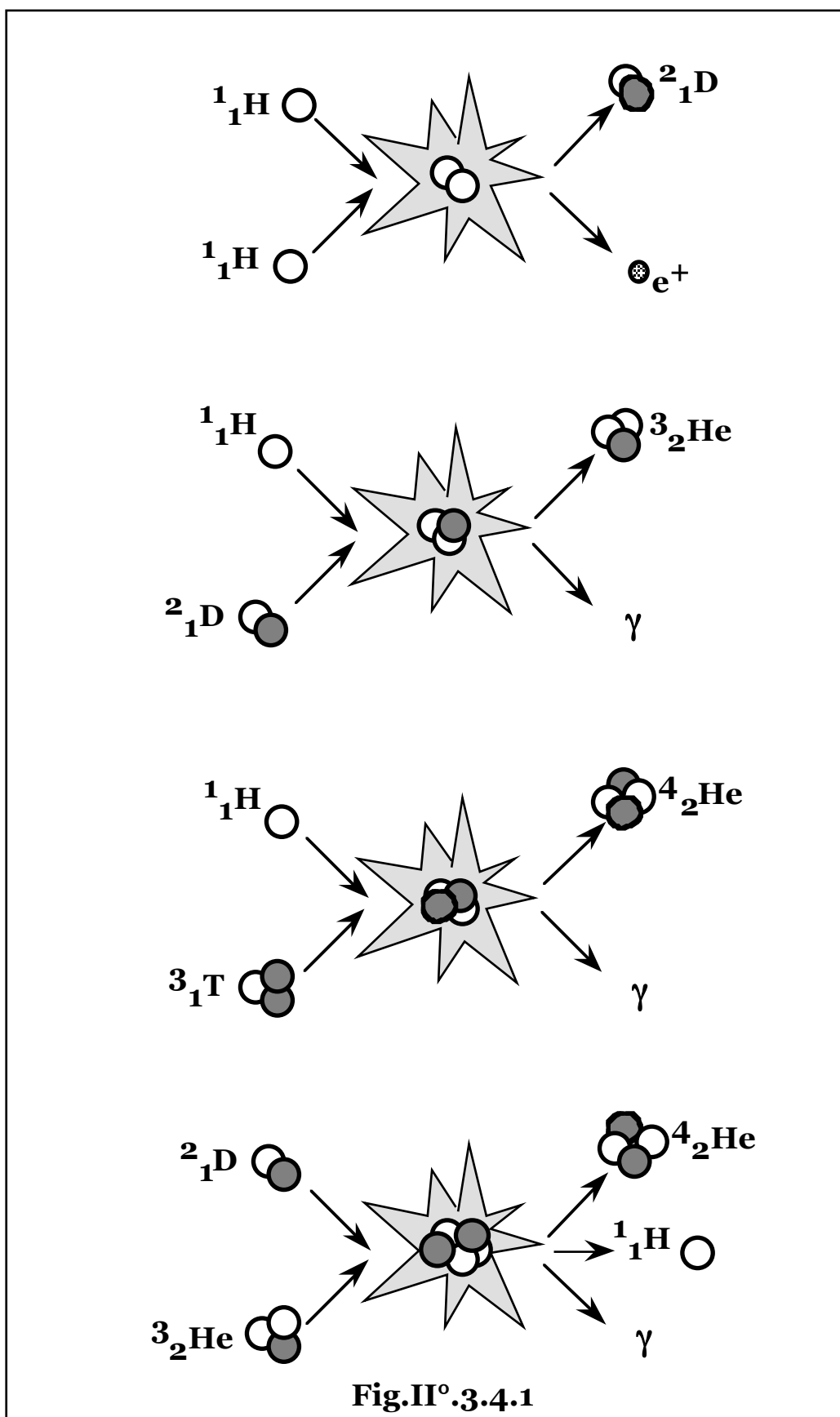
$$sv_{DT}(T) = \frac{3,68 \cdot 10^{-18}}{T^{2/3}} e^{-\frac{19,94}{T^{1/3}}} \quad \frac{m^3}{s}.$$

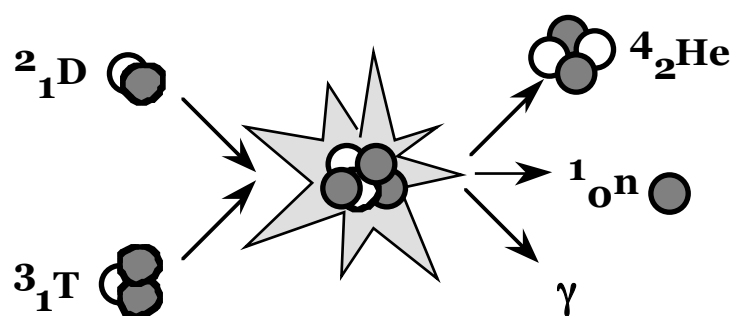
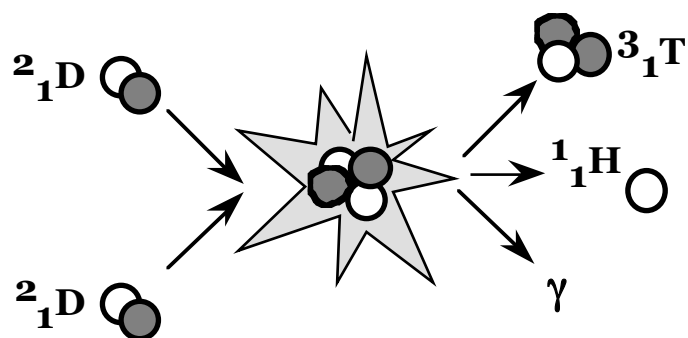
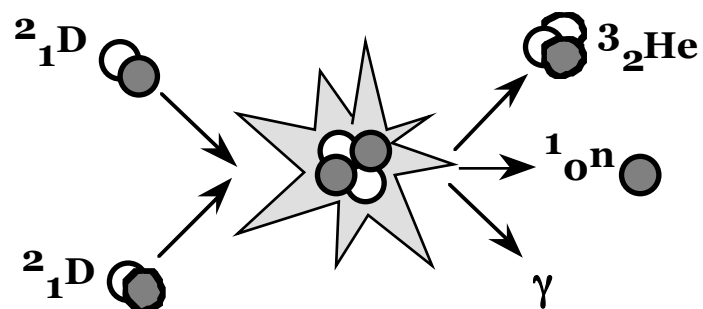


## § II°.3.4 – REAZIONI DI FUSIONE.

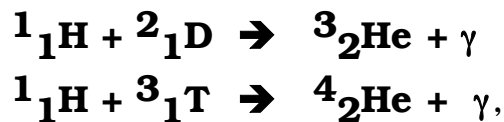
Le reazioni di fusione che comprendono idrogeno, (Fig.II°.3.4.1):



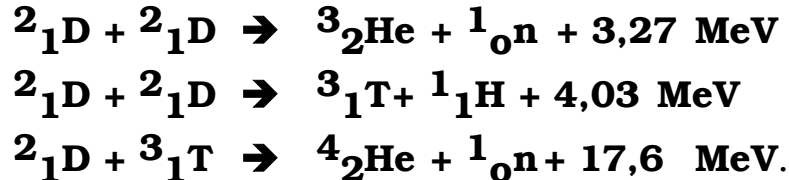




**Fig.II°.3.4.2**



hanno sezioni d'urto molto piccole rispetto alle reazioni fra i suoi isotopi deuterio e trizio, (**Fig.II°.****3.4.2**), che in funzione delle condizioni di temperatura necessarie, appaiono in assoluto le più promettenti, (o a maggiori sezioni d'urto):



Il trizio, presente nella miscela isotopica dell'idrogeno in frazione pari a circa  $10^{-17}$ , può essere ottenuto dalla seconda reazione di fusione o da altre reazioni nucleari, mentre l'elio-3 è presente in frazioni isotopiche dell'ordine di  $10^{-6}$ .

Per queste reazioni il numero di eventi di fusione per unità di tempo e di volume, risulta, detta  $n_D$  e  $n_T$  la densità del deuterio e del trizio:

$$R_{DD} = 1/2 n_D^2 sv_{DD}(T);$$

$$R_{DT} = n_D n_T sv_{DT}(T),$$

ove in ogni reazione fra particelle della stessa specie, il fattore  $1/2$ , tiene conto del fatto che la popolazione di particelle è divisa in bersagli e proiettili.

Poichè i due tipi di reazione **DD** procedono con circa la stessa probabilità, (è pure possibile la reazione:  ${}^2_1\text{D} + {}^2_1\text{D} \rightarrow {}^4_2\text{He} + \gamma$ , ma con probabilità molto minore), la densità di potenza, ( $P_{DD}$ ), risulta:

$$P_{DD} = (1/2) (3,27 + 4,03) 1,6 \cdot 10^{-13} (1/2) n_D^2 sv_{DD} =$$

$$= 2,92 \cdot 10^{-13} n_D^2 sv_{DD} \text{ W/m}^3,$$

con un'energia specifica pari a **0,9125 MeV/nucleone** paragonabile all'energia specifica ottenibile dalle reazioni di fissione:

$$200/(233 \div 239) = 0,84 \div 0,86 \text{ MeV/nucleone}.$$

Per la reazione **DT**, risulta:

$$P_{DT} = 17,6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} n_D n_T sv_{DT} = 2,8 \cdot 10^{-12} n_D n_T sv_{DT} \text{ W/m}^3,$$

con un'energia specifica di **3,52 MeV/nucleone**.

La reazione:  ${}^2_1\text{D} + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^1_1\text{H} + 18,3 \text{ MeV}$ ,

con densità di potenza generabile pari a:

$$P_{DHe} (10 \text{ keV}) = 6,96 \cdot 10^{-37} n_D n_{He} \text{ W/m}^3;$$

$$P_{DHe} (100 \text{ keV}) = 4,93 \cdot 10^{-34} n_D n_{He} \text{ W/m}^3,$$

libera una notevole quantità di energia, (**3,66 MeV/nucleone**), e tuttavia i valori del parametro **sv** risultano assai inferiori, (**Fig.II°.3.3.2, Tab.II°.3.3.I**), rispetto alle reazioni **D-D** e **D-T**, fino a energie dell'ordine di **10 keV** e **100 keV**, rispettivamente e non viene quindi considerata, (se non come reazione secondaria), nell'attuale prima fase di realizzazione di sistemi a fusione nucleare.

### § II°.3.5 – VALUTAZIONE DEI PARAMETRI DI FUNZIONAMENTO.

Le condizioni richieste per i plasmi da fusione in sistemi tecnicamente realizzabili, risultano temperature alle quali il gas è completamente ionizzato e quindi comunque monoatomico e densità estremamente basse, tali da giustificare nella loro descrizione l'impiego dell'equazione dei gas perfetti:  $pV = n_0 R_0 T$ , con  $n_0$  numero di **kg atomi** di deuterio o trizio e  $R_0$  costante universale dei gas.

Per la reazione **D-D**, indicando con:  $d_{sD}$  la densità del deuterio e con  $R_D = R_0/M_D$  la costante del deuterio, ( $M_D$  massa atomica in **kg**), si ha:  $d_{sD} = n_0 M_D / V = p / (R_D T)$ , e quindi per la densità di nuclei risulta:

$$n_D = \frac{d_{sD} N_A}{M_D} = \frac{N_A p}{2 M_D R_D T} = \frac{p}{R_0 T} \frac{N_A}{2}, \text{ ove il fattore } 2 \text{ tiene conto del}$$

raddoppio della pressione a causa del raddoppio delle particelle per la ionizzazione degli atomi, ( $Z = 1$ ), di deuterio.

Per:  $kT = 36 \text{ keV}$ , si ha:  $T = 3,6 \cdot 10^4 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} / 1,38 \cdot 10^{-23} = 4,18 \cdot 10^8 \text{ K}$ , da cui:  $n_D = 8,68 \cdot 10^{13} \text{ p}$ , e poichè per:  $kT = 36 \text{ keV}$ , si ha:

$sv_{DD} = 9 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3/\text{s}$ , si ottiene:

$$P_{DD} = 2,92 \cdot 10^{-13} \cdot 9 \cdot 10^{-24} (8,68 \cdot 10^{13} \text{ p})^2 = 1,98 \cdot 10^{-8} \text{ p}^2.$$

Nei sistemi a fusione per parametri di funzionamento tecnicamente ed economicamente realizzabili, la potenza specifica risultante è compresa fra limiti inferiori a evitare dimensioni insostenibili dei reattori e superiori per ottenere reattori controllabili e refrigerabili, evitando rilasci praticamente esplosivi di energia.

Posto:  $p \sim 100 \text{ bar}$ , si ottiene:

$$n_D = 8,68 \cdot 10^{20} \text{ nuclei/m}^3; \quad P_{DD} = 1,98 \cdot 10^6 \text{ W/m}^3,$$

ovvero condizioni tecnicamente accettabili sia per le pressioni che per le densità di potenza.

La densità di reazione vale, infine:  $R_{DD} = 3,39 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ , cui corrisponde l'energia media per reazione di **3,65 MeV/reazione**.

Per reazione fra due specie di particelle, (**1** e **2**), di densità **n<sub>1</sub>** e **n<sub>2</sub>**, a parità di densità totale di particelle: **n = n<sub>1</sub> + n<sub>2</sub>**, la massima densità di reazione, (e quindi di potenza), si ottiene a reagenti equilibrati: **n<sub>1</sub> = n<sub>2</sub>**. Essendo, infatti: **R<sub>12</sub> = n<sub>1</sub>n<sub>2</sub>sv<sub>12</sub>**, posto: **n<sub>1</sub> = an<sub>2</sub>**, si ottiene:

$$n_1 = \frac{a}{1+a} n; \quad n_2 = \frac{1}{1+a} n; \quad R_{12} = \frac{a}{(1+a)^2} n^2 sv_{12} = R_{12}(a).$$

La funzione: **R<sub>12</sub>(a)**, positiva per ogni valore della variabile, è nulla per **a = 0** e **a = ∞**, (**n<sub>1</sub>**, o **n<sub>2</sub> = 0**), e pertanto posto:

$$\frac{dR_{12}(a)}{da} = n^2 sv_{12} \frac{d}{da} \frac{a}{(1+a)^2} = n^2 sv_{12} \frac{1-a^2}{(1+a)^4} = 0,$$

l'unica radice, (**a = 1**), che si ottiene per valori significativi della variabile, (**0 ≤ a ≤ ∞**), corrisponde a un estremante di massimo, da cui:

$$(R_{12})_{\max} = \frac{n^2}{4} sv_{12}, \text{ per: } a = 1, (n_1 = n_2 = n/2).$$

Nel caso della reazione **DT**, per l'additività delle pressioni parziali, si ha: **n<sub>D</sub> + n<sub>T</sub> = pN<sub>A</sub>/(2R<sub>0</sub>T)**, ovvero: **n<sub>D</sub> = n<sub>T</sub> = pN<sub>A</sub>/(4R<sub>0</sub>T)**.

Per: **kT = 13 keV**, (**T = 1,51 10<sup>8</sup> K**), risulta: **n<sub>D</sub> = n<sub>T</sub> = 1,2 10<sup>14</sup> p**, da cui:

$$P_{DT} = 2,8 \cdot 10^{-12} sv_{DT} (1,2 \cdot 10^{14} p)^2,$$

ed essendo: **sv<sub>DT</sub> (13 keV) = 2,5 10<sup>-22</sup> m<sup>3</sup>/s**, si ottiene:

$$P_{DT} = 7 \cdot 10^{-34} (1,2 \cdot 10^{14} p)^2,$$

che per: **p ~ 100 bar**, fornisce valori insostenibili, (**P<sub>DT</sub> ~ 10<sup>9</sup> W/m<sup>3</sup>**), della densità di potenza.

Posto come limite superiore: **P<sub>DT</sub> ~ 10<sup>8</sup> W/m<sup>3</sup>**, si ottiene invece:

$$p = 31,5 \text{ bar}; \quad n_D = n_T = 3,78 \cdot 10^{20} \text{ nuclei/m}^3,$$

con densità di reazione: **R<sub>DT</sub> = 3,57 10<sup>19</sup> m<sup>-3</sup> s<sup>-1</sup>**, cui corrisponde l'energia per reazione di **17,6 MeV/reazione**.

Per atomi di numero atomico **Z**, la ionizzazione completa porta alla creazione di: **n<sub>i</sub> + n<sub>e</sub> = (Z + 1) n<sub>i</sub>** particelle, con **n<sub>i</sub>**, **n<sub>e</sub>** densità degli ioni ed elettroni, rispettivamente.

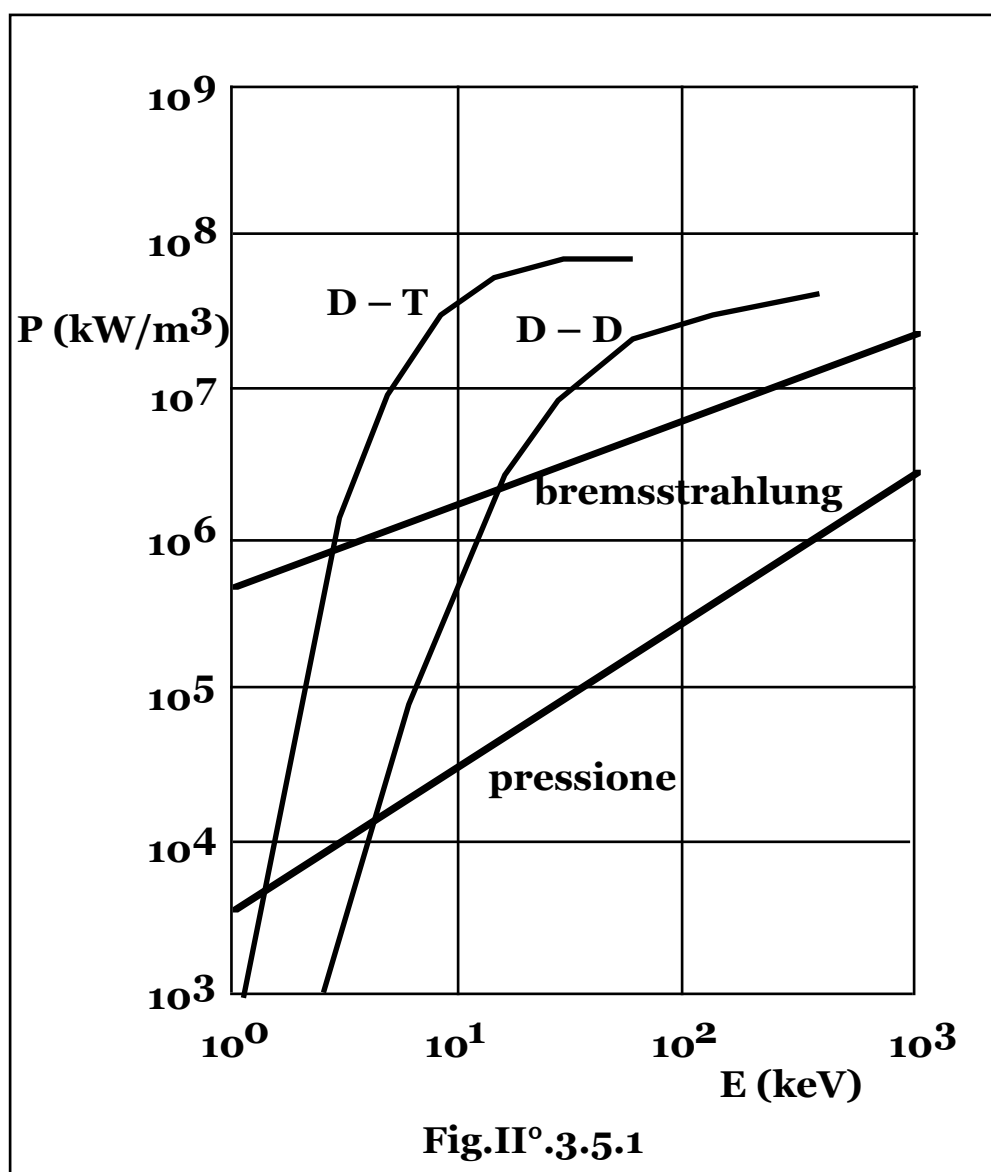
Si ha quindi: 
$$n_i = \frac{d_s Z N_A}{M_Z} = \frac{N_A p}{(Z+1) M_Z R_Z T} = \frac{p}{(Z+1) T} \frac{N_A}{R_0}.$$

Essendo la costante di Boltzmann pari al rapporto: **k = R<sub>0</sub>/N<sub>A</sub>**, risulta: **n<sub>i</sub> = p/[(Z + 1)kT]**, da cui si ottiene l'equazione dei gas perfetti in forma microscopica: **p = (n<sub>i</sub> + n<sub>e</sub>)kT = (Z + 1)n<sub>i</sub>kT**, con: **n<sub>i</sub> = n<sub>D</sub>**, in caso di plasmi di deuterio e **n<sub>i</sub> = n<sub>D</sub> + n<sub>T</sub>**, in caso di miscele deuterio-trizio.

In condizioni standard, ( $T_0 = 288 \text{ K}$ ,  $p = 10^5 \text{ Pa}$ ), non si ha scissione molecolare e ionizzazione ed essendo la molecola di deuterio biatomica, si ha:  $d_{sD} = \frac{2nM_D}{V}$ , che combinata con l'equazione dei gas perfetti:

$$pV = n_0 R_0 T_0, \text{ fornisce: } d_{sD} = \frac{2M_D p}{R_0 T_0}.$$

Si ottiene quindi:  $n_D = \frac{d_{sD} N_A}{M_D} = \frac{2N_A}{R_0 T_0} p$ , o in caso di miscele bilanciate **DT**, ( $n_D = n_T$ ):  $n_D + n_T = 2N_A p / (R_0 T_0) \sim 5 \cdot 10^{25} \text{ nuclei/m}^3$ .



A parità di altre condizioni, il rapporto di densità di un plasma **DD** o **DT** rispetto ai gas a temperatura ambiente, risulta quindi pari a:

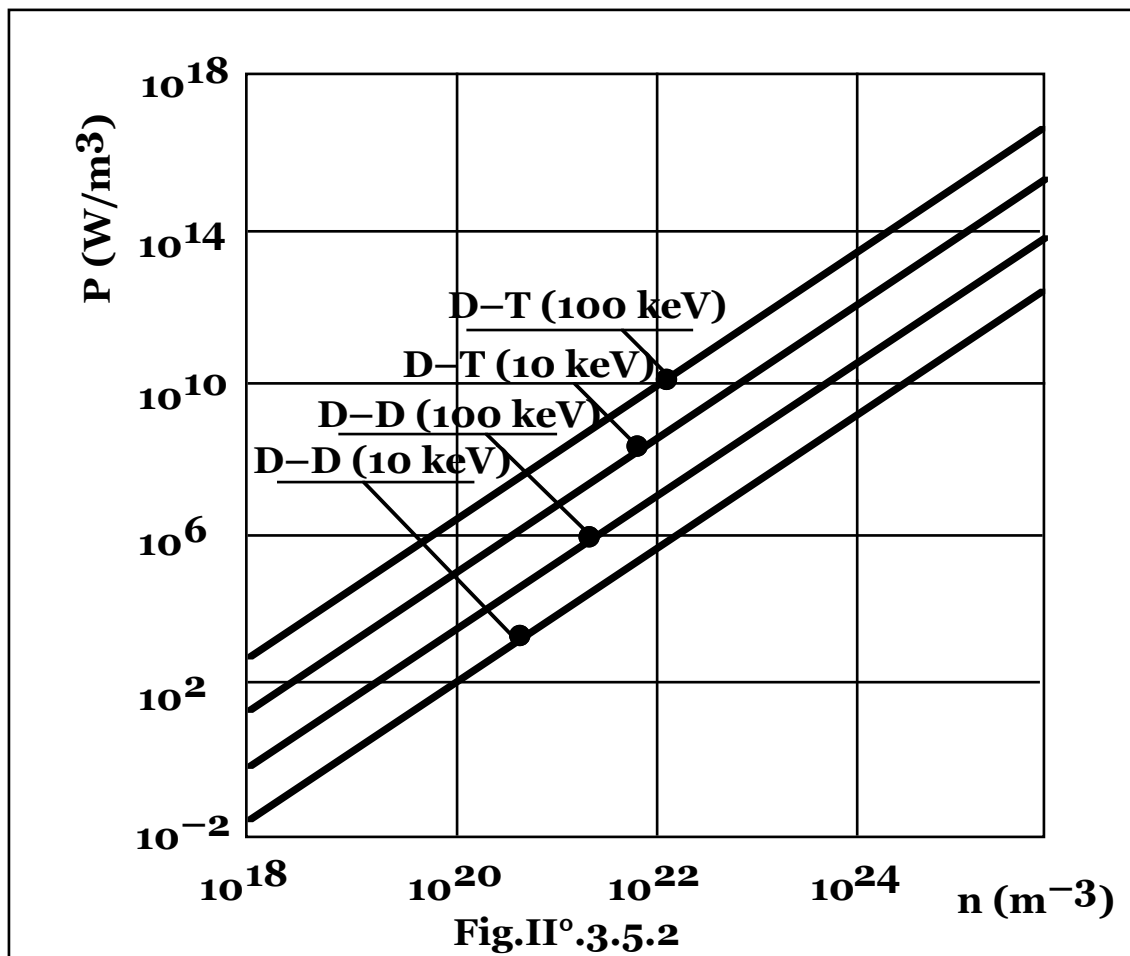


$T_0/4T$ ), che per:  $kT \sim 10 \text{ KeV}$ , vale:  $6,21 \cdot 10^{-7}$ , ovvero comunque inferiore di quattro – cinque ordini di grandezza, anche a pressioni del plasma di due ordini di grandezza superiori a quella ambiente, a verifica dell'ipotesi di basse densità di esercizio.

In **Fig.II°.3.5.1** e **Fig.II°.3.5.2**, si riporta l'andamento della densità di potenza in funzione della temperatura e della densità di particelle.

In **Fig.II°.3.5.1** è pure riportato l'andamento della pressione espressa secondo l'equazione dei gas perfetti in forma microscopica:

$$p = (n_i + n_e)kT, \text{ con: } n_e = n_i = 10^{21} \text{ m}^{-3}.$$



### § II°.3.6 – CAMMINO LIBERO MEDIO.

Il numero di reazioni di una particella per unità di tempo vale: **snv**.

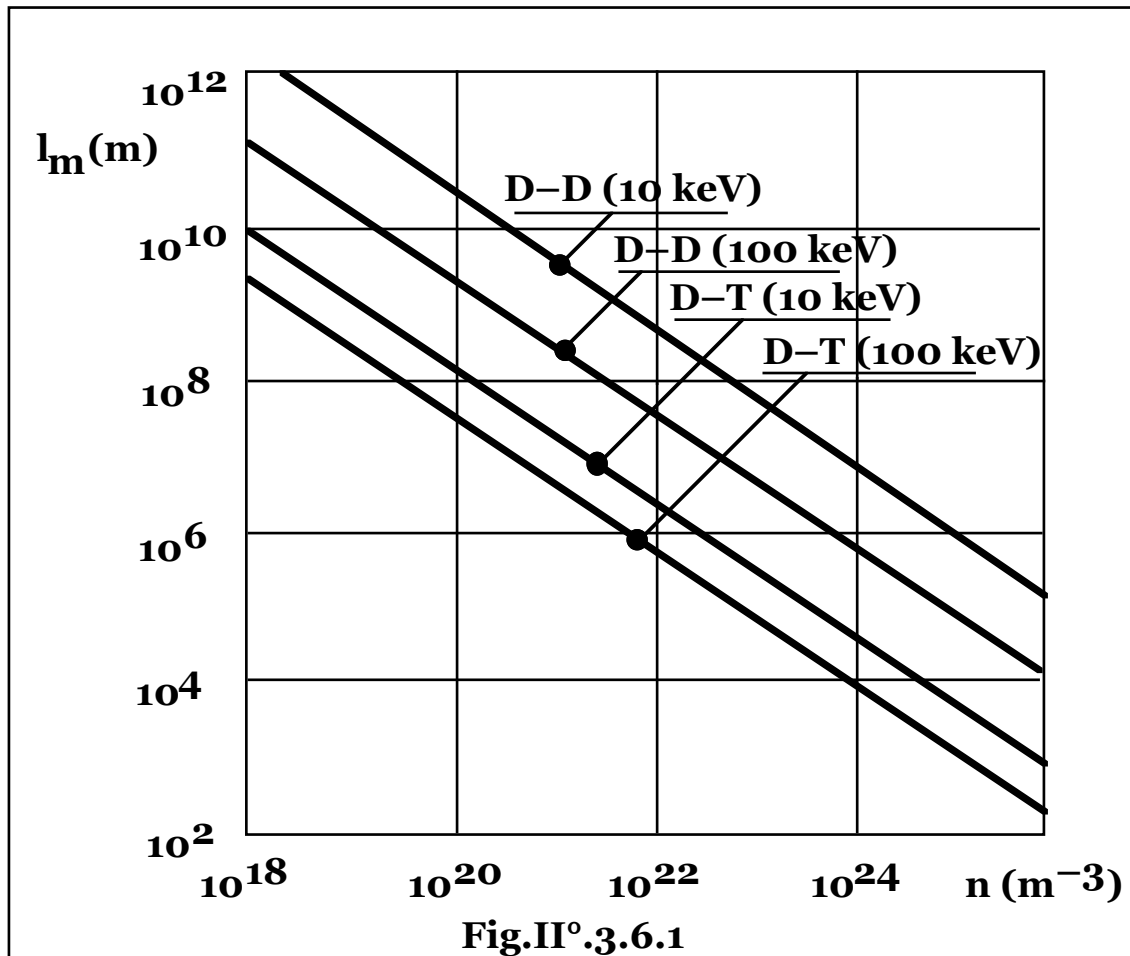
Pertanto il tempo medio fra due collisioni risulta:  $1/\text{snv}$  e il cammino libero medio, ( $l_m$ ), o distanza media percorsa fra le collisioni stesse, è:

$$l_m = v \cdot 1/(\text{snv}) = 1/(\text{sn}), \text{ con: } s = s(E), \text{ da cui: } l_m = l_m(E).$$

Per un insieme di particelle a distribuzione energetica di tipo maxwelliano, integrando sulla distribuzione energetica si ottiene il valore medio pesato della sezione d'urto  $s(T)$ , da cui il cammino libero medio, in funzione della temperatura delle particelle:  $l_m(T) = 1/[s(T) n]$ .

In **Fig.II°.3.6.1** si riporta il valore del cammino libero medio di collisione per le reazioni **DD** e **DT** e per temperature:

**T = 10 keV** e **T = 100 keV**, in funzione della densità di particelle.



Poichè le esigenze di potenze specifiche controllabili limitano le densità di particelle a valori dell'ordine di  $n = 10^{20} \div 10^{21}$  nuclei/ $m^3$ , per temperature:  $10 < T < 100$  keV, si ottengono valori del cammino libero medio dell'ordine di  $2 \cdot 10^8 \div 1,4 \cdot 10^{10}$  m per la reazione **DD** e di  $1,5 \cdot 10^4 \div 1,4 \cdot 10^8$  m per la reazione **DT**.

La velocità dei nuclei di deuterio e trizio risulta, ( $1/2 m v^2 = 3/2 kT$ ):

$$v = \sqrt{\frac{3k}{m}} \sqrt{T} \sim 110 \sqrt{T} \text{ (D)}; \quad v \sim 90 \sqrt{T} \text{ (T)},$$

e quindi dell'ordine di  $10^6 \div 3,75 \cdot 10^6 \text{ m/s}$ , da cui i tempi medi di collisione:  $50 \div 1,2 \cdot 10^4 \text{ s}$ , (DD),  $0,4 \div 130 \text{ s}$ , (DT).

### § II°.3.7 – IL CRITERIO DI LAWSON.

Per reazioni fra specie diverse di nuclei, (1 e 2), con:  $Z = 1$ , posto:  $n_1 = n_2$ ;  $n_1 + n_2 = n$ , il numero di reazioni per unità di tempo e di

spazio, vale:  $n_1 n_2 s v_{12} = \frac{n^2(t)}{4} s v_{12} = -\frac{1}{2} \frac{dn(t)}{dt}$ , (ogni reazione comporta la scomparsa di due particelle), per cui, in esperimenti isolati in cui una densità iniziale, ( $n_0$ ), di particelle viene portata in condizioni di ignizione senza alimentazione di nuovo combustibile, si ottiene:

$$n(t) = \frac{n_0}{1 + \frac{n_0 s v_{12}}{2} t}.$$

L'energia liberata dalla fusione al tempo  $t$ , vale, quindi:

$$E_1 = q \frac{s v_{12}}{4} \int_0^t \left( \frac{n_0}{1 + \frac{n_0 s v_{12}}{2} t} \right)^2 dt = q \frac{n_0}{2} \left( \frac{\frac{n_0 s v_{12}}{2} t}{1 + \frac{n_0 s v_{12}}{2} t} \right) \text{ J/m}^3,$$

pari a zero per:  $t = 0$ , e a  $q n_0 / 2$ , per tempo illimitato, (ogni coppia reagisce).

L'energia di riscaldamento dell'insieme di particelle, (tenuto conto del riscaldamento degli elettroni in atomi con:  $Z = 1$ ), vale:

$$E_s = 2 \times 3/2 kT(n_1 + n_2) = 3n_0 kT \quad \text{J/m}^3.$$

Nelle stesse condizioni, per reazioni fra particelle della stessa specie, si

ha:  $\frac{n^2(t)}{2} s v = -\frac{1}{2} \frac{dn(t)}{dt}$ , da cui:  $n(t) = \frac{n_0}{1 + n_0 s v t}$ , e quindi l'energia

liberata dalla fusione al tempo  $t$ , vale:  $E_1 = q' \frac{n_0}{2} \left( \frac{n_0 s v t}{1 + n_0 s v t} \right) \text{ J/m}^3$ ,

con la medesima energia di riscaldamento:

$$E_s = 2 \times 3/2 kT(n_1 + n_2) = 3n_0 kT \quad \text{J/m}^3.$$

Per funzionamento **impulsato**, pertanto, il rapporto fra le energie di fusione e riscaldamento, vale:

$$\frac{E_1(t)}{E_s} = \frac{q \frac{n_o}{2} \left( \frac{\frac{n_o s v_{12} t}{2}}{1 + \frac{n_o s v_{12} t}{2}} \right)}{3 n_o k T} = \frac{q}{6 k T} \frac{\frac{n_o s v_{12} t}{2}}{1 + \frac{n_o s v_{12} t}{2}},$$

in reazioni fra specie diverse di nuclei, mentre per reazioni fra la stessa

specie di nuclei: 
$$\frac{E_1(t)}{E_s} = \frac{q \frac{n_o}{2} \left( \frac{n_o s v_{12} t}{1 + n_o s v_{12} t} \right)}{3 n_o k T} = \frac{q}{6 k T} \frac{n_o s v_{12} t}{1 + n_o s v_{12} t}.$$

Le funzioni, risultano monotone crescenti da zero per tempo di confinamento nullo, a un valore asintotico, per tempo illimitato, (quando tutte le particelle hanno reagito), pari rapporto fra l'energia di fusione e riscaldamento di ogni coppia, ( $q/6kT$ ).

Per l'ottenimento di fenomeni energeticamente utili, l'energia liberata in reazioni di fusione, ( $E_1$ ), deve essere non inferiore a quella spesa per il riscaldamento delle particelle, ( $E_s$ ):  $E_1 \geq E_s$ , ovvero coincidente con il valore unitario delle funzioni e indicata come condizione o Criterio di Lawson.

Per reazioni fra particelle diverse, la condizione risulta.

$$q \frac{n_o}{2} \left( \frac{\frac{n_o s v_{12} t}{2}}{1 + \frac{n_o s v_{12} t}{2}} \right) \geq 3 n_o k T, \text{ per un tempo: } t = \frac{12 k T}{q - 6 k T} \frac{1}{n_o s v_{12}}, \text{ che}$$

a fattore della densità iniziale di particelle, (parametro di Lawson),

fornisce la condizione: 
$$n_o t \geq \frac{12 k T}{q - 6 k T} \frac{1}{s v_{12}}.$$

Per reazioni fra particelle della stessa specie, si ottiene analogamente:

$$q' \frac{n_o}{2} \left( \frac{n_o s v t}{1 + n_o s v t} \right) \geq 3 n_o k T, \text{ da cui: } n_o t \geq \frac{6 k T}{q' - 6 k T} \frac{1}{s v}.$$

In caso di particelle di specie diverse, per:  $n_o s v_{12} t \ll 1$ , si ottiene:

$$E_1 = q \frac{n_o^2}{4} s v_{12} t \quad \text{J/m}^3,$$

e la condizione di Lawson, ( $E_1 \geq E_s$ ), risulta quindi:

$$q \frac{n_0^2}{4} s_{v12} t \geq 3n_0 kT, \text{ ovvero: } nt \geq \frac{12kT}{q s_{v12}}, \text{ coincidente con la relazione}$$

rigorosa, per:  $6kT \ll q$ .

Per particelle della stessa specie, per:  $n_0 s_{v12} t \ll 1$ , si ha:

$$E_1 = (1/2)q'n^2 s_{v12} t \quad \text{J/m}^3$$

$$E_s = 2 \times 3/2 kT n \quad \text{J/m}^3,$$

da cui:  $nt > 6kT/(q's_{v12})$ , coincidente con la relazione rigorosa, per:  $6kT \ll q'$ .

I valori numerici dei parametri per reazioni di fusione in miscele **DD** e **DT**, risultano:

<b>DD</b>	<b>T (keV)</b>	<b><math>s_{vDD}</math></b>	<b><math>nt &gt;</math></b>
	<b>10</b>	<b>8,6 <math>10^{-25}</math></b>	<b>1,91 <math>10^{22}</math></b>
	<b>36</b>	<b>9 <math>10^{-24}</math></b>	<b>6,58 <math>10^{21}</math></b>
	<b>100</b>	<b>3 <math>10^{-23}</math></b>	<b>5,48 <math>10^{21}</math></b>

<b>DT</b>	<b>T (keV)</b>	<b><math>s_{vDT}</math></b>	<b><math>nt &gt;</math></b>
	<b>10</b>	<b>1,1 <math>10^{-22}</math></b>	<b>6,23 <math>10^{19}</math></b>
	<b>13</b>	<b>2 <math>10^{-22}</math></b>	<b>4,46 <math>10^{19}</math></b>
	<b>100</b>	<b>8,1 <math>10^{-22}</math></b>	<b>8,47 <math>10^{19}</math></b>

In caso di funzionamento **continuo**, con alimentazione costante di combustibile, essendo il numero di reazioni per unità di tempo e

$$\text{volume: } n_1 n_2 s_{v12} = \frac{n^2(t)}{4} s_{v12} = -\frac{1}{2} \frac{dn(t)}{dt}, \text{ (specie diverse di nuclei),}$$

il rapporto fra le potenze di fusione e riscaldamento, risulta:

$$\frac{q \left( \frac{n^2(t)}{4} s_{v12} \right)}{2 \times 2 \times \frac{3}{2} kT \left( \frac{n^2(t)}{4} s_{v12} \right)} = \frac{q \frac{1}{2} \frac{dn(t)}{dt}}{2 \times \frac{3}{2} kT \frac{dn(t)}{dt}} = \frac{q}{6kT},$$

e parimenti in caso di reazione fra particelle della stessa specie:

$$\frac{q \left( \frac{n^2(t)}{2} sv \right)}{2 \times 2 \times \frac{3}{2} kT \left( \frac{n^2(t)}{2} sv \right)} = \frac{q \frac{1}{2} \frac{dn(t)}{dt}}{2 \times \frac{3}{2} kT \frac{dn(t)}{dt}} = \frac{q}{6kT}.$$

Nella condizione limite di cui al criterio di Lawson, ( $E_1 = E_s$ ), il rapporto fra energia, ( $q$ ), liberata dalla fusione di due particelle e l'energia, ( $6kT$ ), di riscaldamento:  $q/6kT$ , come multiplo dell'energia di riscaldamento, rappresenta l'inverso della frazione di combustibile che reagisce.

Infatti per una generica densità di particelle, ( $n$ ), indicando con  $b$  la frazione di combustibile che reagisce, l'energia totale di fusione:

$q \ b \ n/2$  in condizioni di pareggio con l'energia di riscaldamento, porge:  
 $q \ b \ n/2 = 3 \ n \ kT$ , da cui:  $b = 6kT/q$ .

Per la reazione **DD** alla temperatura:  $kT = 36 \text{ keV}$ , si ha:  $q/6kT = 16,9$ , con quindi una frazione di combustibile utilizzata pari al **5,92%**, mentre per la reazione **DT** a **13 keV** risulta:  $q/6kT = 225,64$ , con una frazione di combustibile utilizzata pari allo **0,44%**.

Si conclude pertanto che la condizione limite, pur essendo comunque il punto di pareggio energetico, non rappresenta una condizione accettabile di funzionamento per cui il parametro  $nt$  richiede sensibili aumenti rispetto a quello limite.

La densità di particelle, ( $n$ ), tuttavia, non può essere aumentata senza incorrere in inaccettabili aumenti di pressione e pertanto in ragionevoli regimi di funzionamento impulsato, è il tempo di confinamento che, rispetto alle condizioni limite di pareggio, deve essere aumentato di uno-due ordini di grandezza.

Per la reazione **DD**, alla pressione:  $p = 100 \text{ bar}$ , si ha:  $n_D = 8,68 \ 10^{20} \text{ nuclei/m}^3$ , ed essendo:  $sv_{DD}(36 \text{ keV}) = 9 \ 10^{-24} \text{ m}^3/\text{s}$ , si ottiene:

$nt \geq 6,58 \ 10^{21} \text{ m}^3\text{s}$ , da cui un tempo minimo di confinamento pari a **7,58 s** e approssimativamente un tempo necessario alla reazione della metà del combustibile:  $7,58 \times (0,50/0,0592) = 64 \text{ s}$ , mentre in maniera rigorosa, il tempo risulta radice della relazione:

$$\left( \frac{n_0 sv t}{1 + n_0 sv t} \right) = \frac{1}{2}, \text{ da cui: } t = \frac{1}{n_0 sv 12} = 128 \text{ s}.$$

Per la reazione **DT**, alla pressione:  $p = 31,5 \text{ bar}$ , si ha:

$$n = n_D + n_T = 7,56 \ 10^{20} \text{ nuclei/m}^3,$$

ed essendo:  $sv_{DT}(13 \text{ keV}) = 2 \ 10^{-22} \text{ m}^3/\text{s}$ ,

si ottiene:  $nt \geq 4,46 \cdot 10^{19} \text{ m}^3\text{s}$ , da cui un tempo minimo di confinamento di **0,059 s**, con un tempo approssimativamente necessario alla reazione della metà del combustibile: **0,059 x (0,50/0,0044 = 6,7 s**, mentre in maniera rigorosa il tempo risulta

radice della relazione:  $\left( \frac{\frac{n_0 s v t}{2}}{1 + \frac{n_0 s v t}{2}} \right) = \frac{1}{2}$ , da cui:  $t = \frac{2}{n_0 s v 12} = \mathbf{13,23 \text{ s}}$ .

Si conclude quindi che ragionevoli tempi di confinamento dovranno essere non inferiori alla decina-centinaia di secondi.

### § II°.3.8 – DISTRIBUZIONE DI ENERGIA.

Il plasma risulta trasparente per i neutroni che non interagiscono con le cariche elettriche degli ioni, pertanto l'energia dei neutroni viene ceduta all'esterno del plasma.

Nonostante il vantaggio di un conseguente minore carico termico sul contenitore interno del plasma, (maggiore per reazioni senza neutroni come la reazione **D – He3**), la relativa frazione di energia non può, però, essere computata nel bilancio di sostentamento del plasma da fusione stesso.

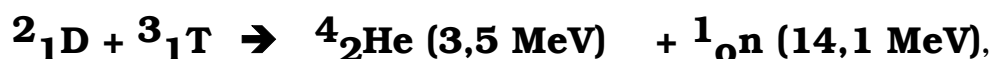
Per valutare la distribuzione di energia fra le particelle dopo la collisione di fusione, per la conservazione della quantità di moto dei prodotti, (**1** e **2**), supposta trascurabile quella dei reagenti, si ottiene:

$$m_1 v_1 - m_2 v_2 \sim 0; \quad m_1 v_1 = m_2 v_2; \quad m_1^2 v_1^2 = m_2^2 v_2^2,$$

da cui:  $m_1 \left( \frac{1}{2} m_1 v_1^2 \right) = m_2 \left( \frac{1}{2} m_2 v_2^2 \right)$ , e quindi:  $\frac{m_1}{m_2} = \frac{E_2}{E_1}$ ,

ovvero una ripartizione di energia inversamente proporzionale alle masse dei prodotti.

Pertanto risulta:



(a tali energie il neutrone viaggia a velocità relativistiche: **35.800 km/s**, ovvero circa un ottavo di quella della luce).

Per le potenze trattenute nel plasma risulta quindi:

$$P_{DD} = (1/2) n_D^2 s v_{DD} (1/2) (0,82 + 4,03) 1,6 \cdot 10^{-13} = \\ = 1,94 \cdot 10^{-13} n_D^2 s v_{DD} \text{ W/m}^3;$$

$$P_{DT} = n_D n_T s v_{DT} 3,5 \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} = 5,6 \cdot 10^{-13} n_D n_T s v_{DT} \text{ W/m}^3.$$

Per temperature di **10 e 100 keV**, si ha:

$$P_{DD} (10 \text{ keV}) = 1,67 \cdot 10^{-37} n_D^2; P_{DD} (100 \text{ keV}) = 5,82 \cdot 10^{-36} n_{DD};$$

$$P_{DT}(10 \text{ keV}) = 6,16 \cdot 10^{-35} n_D n_T; P_{DT}(100 \text{ keV}) = 4,54 \cdot 10^{-34} n_D n_T,$$

da cui posto:  $P_{\max} \sim 10^8 \text{ W/m}^3$ , si ricavano i valori massimi di densità:

$$n_D = 4,15 \cdot 10^{21} \div 2,45 \cdot 10^{22} \quad \text{m}^{-3} \quad (DD);$$

$$n_D + n_T = 9,39 \cdot 10^{20} \div 2,55 \cdot 10^{21} \quad \text{m}^{-3} \quad (DT).$$

Per la reazione:  $^2_1\text{D} + ^3_2\text{He} \rightarrow ^4_2\text{He} + ^1_1\text{H} + 18,3 \text{ MeV}$ , la presenza di prodotti di fusione composti interamente da particelle cariche comporta che, (a fronte di un maggiore carico termico sul contenitore interno del plasma), tutta l'energia liberata sia trattenuta nel reattore con più agevole ottenimento delle condizioni di sostentamento del plasma.

### § II°.3.9 – CONDIZIONI DI SOSTENTAMENTO.

Un plasma da fusione si trova in condizioni di sostentamento quando l'energia di fusione generata all'interno del plasma eguaglia le perdite verso l'esterno.

Negli atomi non ionizzati l'emissione e l'assorbimento di energia avviene per transizioni energetiche degli elettroni su orbitali permessi con spettro di emissione di radiazione elettromagnetica quantizzato di frequenze:  $f_{nm} = (E_n - E_m)/h$ , con  $E_n$ ,  $E_m$ , livelli energetici iniziale e finale dell'elettrone e  $h$  costante di Planck.

All'aumentare dell'energia dell'elettrone i livelli energetici si avvicinano fino a divenire continui per elettroni liberi. In un plasma si ha dunque emissione di radiazione continua in frequenza, ( $f = DE/h$ ), come risultato di interazione coulombiana di particelle cariche.

Se le dimensioni del corpo sono superiori al cammino libero medio di assorbimento della radiazione, questa si trasmette con continuità dall'interno verso l'esterno e a regime l'emissione avviene solo alla superficie del corpo.

La temperatura di equilibrio termico prende il nome di temperatura termodinamica, mentre la temperatura relativa all'energia di una singola particella, (cinetica), è legata solo alle condizioni dinamiche della particella stessa.

Gli ordinari corpi sono opachi a dette radiazioni e l'irraggiamento risulta quindi un fenomeno di emissione superficiale, di intensità specifica, (potenza termica irraggiata per unità di superficie), per un



corpo nero:  $Q = s_0 T^4$ , con:  $s_0 = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$ , costante di Stephan-Boltzmann.

In tal caso poichè la produzione di energia di fusione è un fenomeno di volume, in condizioni limite di sostentamento del plasma, ovvero di pareggio fra la potenza generata e dispersa, si giungerebbe a una condizione limite per le dimensioni del sistema.

Infatti per un sistema a geometria sferica, (raggio  $R$ ), con  $q$  l'energia liberata per reazione, dovrebbe risultare:

$$(4/3)\pi R^3 n_1 n_2 s v_{12} q \geq 4\pi R^2 s_0 T^4, \text{ da cui: } R \geq 3 s_0 T^4 / (n_1 n_2 s v_{12} q),$$

Per la reazione **DT** a **10 keV**, si otterrebbe:  $R_{DT}(10 \text{ keV}) = 6 \cdot 10^{16} \text{ m}$ , con una pressione di radiazione pari a:  $s_0 T^4 / c = 3,42 \cdot 10^{11} \text{ bar}$ , con quindi assoluta preclusione di qualunque realizzazione in scala umana.

Il cammino libero medio di assorbimento, ( $l_m$ ), di una radiazione può assumersi come pari a:  $l_m = 2 \cdot 10^2 T^{1/2} f^3 / n^2$ , (m), con  $f$  frequenza media della radiazione.

In plasmi da fusione composti da isotopi dell'idrogeno, le temperature, (e quindi energie), impiegate, ( $T = 10 \text{ keV}$ ,  $E = 1,16 \cdot 10^8 \text{ J}$ ), portano a valori di frequenze:  $f = E/h = 2,41 \cdot 10^{18} \text{ s}^{-1}$ , da cui, per i valori di densità dei plasmi impiegati, ( $n = 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ), si ottiene:  $l_m \sim 3 \cdot 10^{19} \text{ m}$ .

Ne risultano quindi, sistemi di dimensioni comunque inferiori al cammino libero medio di assorbimento della radiazione, per i quali l'emissione di potenza, al pari della potenza generata, diviene un fenomeno di volume con assenza di dimensioni limite.

L'emissione può assumersi come pari a quella di un corpo nero alla temperatura cinetica delle particelle per il rapporto fra le dimensioni del sistema e il cammino libero medio della radiazione.

Il corpo assume quindi un comportamento distinto da quello del corpo nero con diversificazione fra la temperatura termodinamica, (pari a quella di un corpo nero che emette globalmente come il plasma), e quella cinetica, ovvero la temperatura corrispondente all'energia delle particelle.

L'emissione è indicata come radiazione di **bremsstrahlung**, (bremse = freno, strahlung = radiazione), la cui densità di potenza, ( $W/m^3$ ),

risulta:  $P_{br} = c_7 n_e \sum_{i=1}^n n_i Z_i^2 \sqrt{T}$ , ove la sommatoria risulta estesa a

tutti gli ioni presenti.

Nel caso di isotopi di idrogeno si ha:  $Z = 1$ ;  $n_e = \sum_{i=1}^n n_i$ , da cui:

$$P_{DDbr} = c_7 n_D^2 T^{1/2};$$

$$P_{DTbr} = 4 c_7 n_D n_T T^{1/2},$$

essendo:  $n_e = n_D + n_T$  e nell'ipotesi che sia:  $n_D = n_T$ .

Essendo:  $c_7 = 1,57 \cdot 10^{-40}$ , posto:  $n_D = 10^{21} \text{ m}^{-3}$ , per la reazione **DD** e  $n_D = n_T = 5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , per la reazione **DT**, in **Fig.II°3.5.1**, è riportato l'andamento della potenza di bremsstrahlung.

### § II°3.10 – EFFETTI DELLE IMPURITA'.

A parità di temperatura e di densità di nuclei, il rapporto, ( $R_{ZH}$ ), fra le potenze dissipate da una miscela composta da un isotopo dell'idrogeno con densità  $n_H$  e un elemento a numero atomico  $Z$  e densità  $n_Z$  e una composta solo da isotopi dell'idrogeno con densità ( $n_H + n_Z$ ), risultando:  $n_e = n_H + Z n_Z$ , nel primo caso e  $n_e = n_H + n_Z$ , nel

$$\begin{aligned} \text{secondo, vale: } R_{ZH} &= \frac{(n_H + Z n_Z)(n_H + Z^2 n_Z)}{(n_H + n_Z)(n_H + n_Z)} = \\ &= \frac{n_H^2 + n_H Z n_Z + n_H Z^2 n_Z + Z^3 n_Z^2}{n_H^2 + 2n_H n_Z + n_Z^2}. \end{aligned}$$

$$\text{Posto } f_{zh} = n_Z/n_H, \text{ si ottiene: } R_{ZH} = \frac{1 + f_{zh}(Z + Z^2) + f_{zh}^2 Z^3}{(1 + f_{zh})^2}.$$

Per  $Z = 2$ ;  $n_H = n_D$ ;  $n_Z = 1/2 n_D$ , ( $f_{zh} = 1/2$ ), si ottiene:  $R_{ZH} = 2,67$ , mentre per  $Z = 10$  e  $f_{zh} = 10^{-2}$ , risulta:  $R_{ZH} = 2,16$ .

Definito il numero atomico equivalente, ( $Z_{eff}$ ), della miscela degli  $i$  ioni

$$\text{presenti nel plasma come: } Z_{eff} = \frac{\sum_{i=1}^n n_i Z_i}{\sum_{i=1}^n n_i}, \text{ si assume in pratica come}$$

limite tollerabile all'aumento delle perdite per inquinamento da ioni pesanti in plasmi **DD** o **DT**, la condizione:  $Z_{eff} < 2$ .

### § II°.3.11 – TEMPERATURA IDEALE DI ACCENSIONE.

Le perdite per bremsstrahlung sono le uniche inevitabili anche teoricamente.

Nel campo delle temperature di fusione, ovvero a partire dalla temperatura alla quale le reazioni divengono apprezzabili, la potenza per unità di volume generata da un plasma di data densità, cresce con la temperatura, [tramite il parametro  $\mathbf{sv(T)}$ ], con una dipendenza decisamente superiore alla radice, ovvero alla potenza di perdita, (bremsstrahlung).

Si giunge pertanto a un valore limite di sostentamento al quale, cioè, la potenza generata eguaglia le perdite, definito temperatura ideale di ignizione o accensione, ( $\mathbf{T_{IA}}$ ).

Poichè i due fenomeni sono entrambi di volume, la temperatura ideale di accensione è indipendente dalle dimensioni del sistema e per le reazioni **DD** e **DT**, è ottenibile come radice delle equazioni:

$$\mathbf{q \frac{1}{2} n_D^2 sv_{DD}(T) = c_7 n_e \sum_{i=1}^n n_i Z_i^2 \sqrt{T}}, \text{ da cui: } \mathbf{q \frac{1}{2} sv_{DD}(T) = c_7 \sqrt{T}};$$

$$\mathbf{q' n_D n_T sv_{DT}(T) = c_7 n_e \sum_{i=1}^n n_i Z_i^2 \sqrt{T}}, \text{ da cui: } \mathbf{q' sv_{DT}(T) = 4c_7 \sqrt{T}}$$

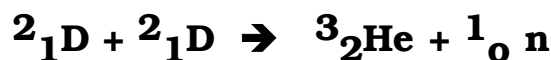
ove i parametri  $\mathbf{q}$  e  $\mathbf{q'}$  tengono conto solo dell'energia per reazione trasportata da particelle cariche e quindi trattenuta dal plasma.

Risulta:  $\mathbf{T_{IA}(DD) = 36 \text{ keV}, (4,2 \cdot 10^8 \text{ K})}$ ;  $\mathbf{T_{IA}(DT) = 4 \text{ keV}, (4,6 \cdot 10^7 \text{ K})}$ .

Per la valutazione del parametro  $\mathbf{q}$ , occorre considerare che per temperature fino a circa **200 keV**, il prodotto  $\mathbf{sv}$  per la reazione **DT** è circa due ordini di grandezza superiore rispetto alla **DD**, mentre il punto di pareggio fra i parametri  $\mathbf{sv}$  per le reazioni **D-D** e **D-He3**, è poco superiore a **20 keV**, oltre il quale prevale la reazione **D-He3**.

Pertanto poichè i due tipi di reazione **DD** procedono con circa la stessa probabilità, ogni due reazioni **DD** si ha formazione di un nucleo di trizio e uno di elio-3 per cui in un sistema a fusione di deuterio, quindi necessariamente oltre la temperatura di ignizione di **36 keV**, si innescano anche le conseguenti reazioni **DT** e **D-He3**.

I due tipi di interazione **D-D**:



non possono quindi essere separati dalle due reazioni conseguenti:





con liberazione della somma delle energie relative alle due reazioni **DD**, più quelle relative alle **DT** e **D-He3**, da cui una densità di potenza:

$$P_{DD} = (1/2) n_D^2 sv_{DD} (1/2)(3,27 + 4,03 + 17,6 + 18,3)1,6 \cdot 10^{-13} = 1,73 \cdot 10^{-12} n_D^2 sv_{DD} \text{ W/m}^3, \text{ con consumo di } 6 \text{ nuclei di deuterio e un'energia specifica pari a } 3,6 \text{ MeV/nucleone.}$$

Tenendo conto solo dell'energia trasportata dalle particelle cariche risulta:  $q = (1/2)(0,82 + 4,03 + 3,5 + 18,3)1,6 \cdot 10^{-13} = 2,132 \cdot 10^{-12}$ , (J/reazione).

La reazione **D-T**, invece potendo avvenire a temperature, ( $4 \div 200 \text{ keV}$ ), alle quali i valori del parametro **sv** risultano superiori di almeno due ordini di grandezza rispetto a ogni altra, è indipendente da reazioni conseguenti o concomitanti e il parametro **q'**, risulta quindi semplicemente l'energia trattenuta dalle particelle cariche:

$$q' = 3,5 \text{ (MeV/reazione)} \times 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ (J/MeV)} = 5,6 \cdot 10^{-13} \text{ (J/reazione)}.$$

### § II°.3.12 – RADIAZIONE DI CICLOTRONE.

La radiazione di bremsstrahlung pur avendo un ruolo essenziale per la sua intrinsecità, non è l'unico fenomeno di perdita per un plasma.

Quando cariche in moto sono immerse in un campo magnetico **B**, percorrono traiettorie elicoidali alla cui accelerazione centripeta è associata emissione di radiazione elettromagnetica, detta **radiazione di ciclotrone**.

Gli ioni, a causa della maggiore massa, danno un contributo trascurabile rispetto agli elettroni, almeno alle temperature trattate.

La densità di potenza emessa, (**P<sub>c</sub>**), risulta:  $P_c = c_8 B^2 n_e T$  e in condizioni di equilibrio fra la pressione magnetica:  $B^2/(2p_{mo})$ , (**p<sub>mo</sub>**, permeabilità magnetica del vuoto), e la pressione del plasma:

$$B^2/(2p_{mo}) = (n_i + n_e)kT = 2n_e kT,$$

$$\text{si ottiene: } P_c = 4 p_{mo} c_8 n_e^2 kT^2 = 5,0 \cdot 10^{-38} n_e^2 T^2.$$

Nel caso in cui la potenza venisse completamente trasferita all'esterno del plasma, la fusione sarebbe impossibile in quanto il plasma stesso non riuscirebbe a giungere alla temperatura ideale di ignizione, solo oltre la quale la potenza generata cresce più rapidamente di **T<sup>2</sup>**.

In realtà tuttavia, poichè l'energia di fusione generata viene ceduta agli ioni e poi per collisione agli elettroni, a regime si crea una distinzione fra la temperatura degli ioni e quella, (minore), degli elettroni e quindi le potenze generata, (di fusione), e dispersa, (di ciclotrone), stanno in un

rapporto pari a quello delle relative temperature, (del plasma e degli elettroni), elevate ai rispettivi esponenti.

Inoltre, mentre la radiazione di bremsstrahlung è nel campo dell'ultravioletto e dei raggi **X** per i quali il plasma è trasparente, la radiazione di ciclotrone risulta nel campo dell'infrarosso e delle microonde e può, quindi, essere parzialmente riassorbita dal plasma.

E' inoltre possibile prevedere riflettori di ordinari metalli di contenimento che con coefficiente di riflessione **R** riducono le perdite di un fattore **1/(1 - R)**.

Infine va notato che le perdite per radiazione di ciclotrone non sono intrinseche, ma solo relative all'eventuale presenza di un campo magnetico all'interno del plasma.

### § II°.3.13 - BILANCI ENERGETICI.

In un reattore che operi con una densità di **n** nuclei per unità di volume, la densità di potenza generata, (**P<sub>O</sub>**), e quella persa per bremsstrahlung, valgono rispettivamente: **P<sub>O</sub> = c<sub>9</sub>(T)n<sup>2</sup>; P<sub>br</sub> = c<sub>6</sub>(T)n<sup>2</sup>**

Considerando isotopi dell'idrogeno l'energia di riscaldamento del combustibile vale: **2(3/2) nkT = 3 nkT**, tenuto conto del contributo degli elettroni.

#### Regime di funzionamento impulsato.

In esperimenti impulsati, nel caso in cui l'energia ceduta all'esterno venga utilizzata per altri scopi, il bilancio di sostentamento risulta:

$$(aP_O - P_{br})t - 3 nkT \geq 0, \text{ da cui: } nt \geq \frac{3kT}{ac_9(T) - c_6(T)} = f(T), \text{ con } a$$

frazione di potenza di fusione trattenuta nel plasma e **t** tempo di confinamento.

Nel caso in cui la potenza termica ceduta all'esterno sia reimpiegabile per il riscaldamento del plasma con un rendimento di utilizzo pari a **h**, la condizione diviene:

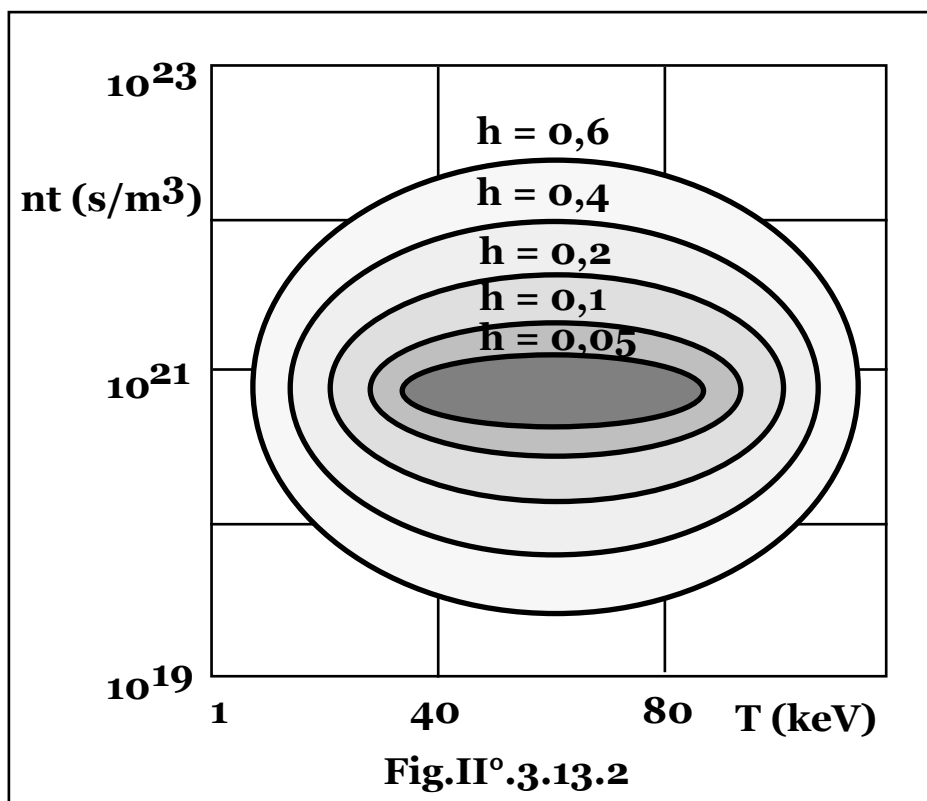
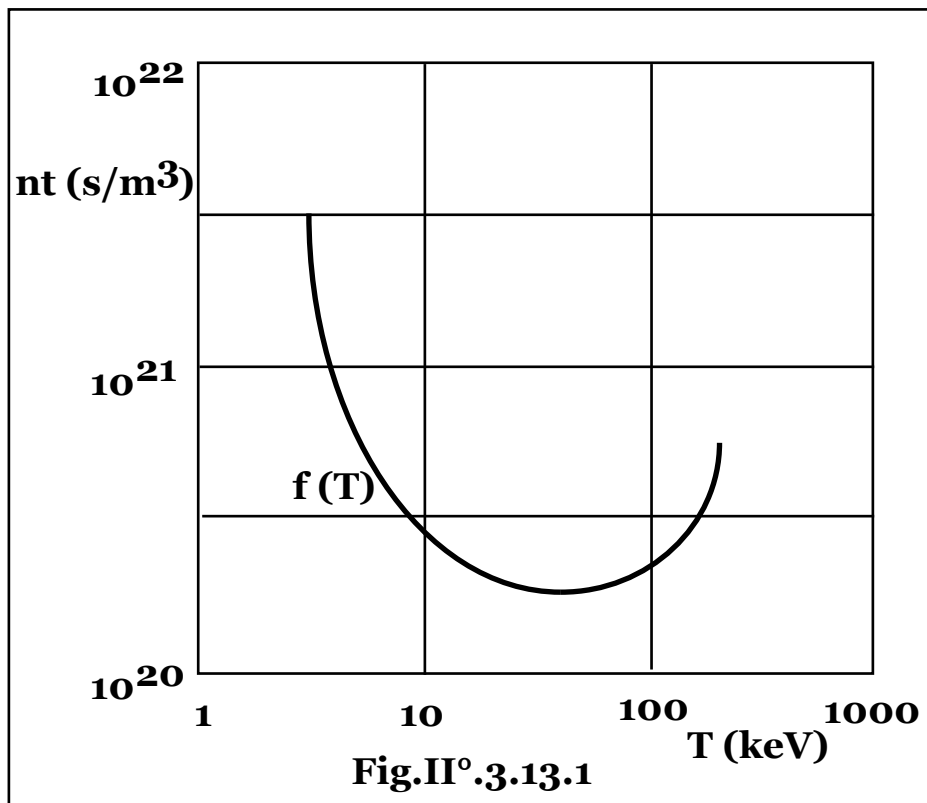
$$[(aP_O - P_{br}) t - 3 nkT] + h \{[(1 - a)P_O + P_{br}] t + 3 nkT\} \geq 0,$$

$$\text{da cui: } nt \geq \frac{3kT(1 - h)}{c_9(T)(a + h - ah) - c_6(T)(1 - h)} = f(T, h),$$

che appare la generalizzazione del criterio di Lawson.

In **Fig.II°.3.13.1, 2** sono rappresentate la funzione **f(T)** e la famiglia di curve **f(T, h)**, per la reazione **DT**, [**f(T) = 10<sup>20</sup> ÷ 10<sup>21</sup> m<sup>-3</sup> s**,

**f(T, h) ~ 10<sup>20</sup> m<sup>-3</sup> s**, per: **T = 10 keV; h = 0,4**].



Al crescere della temperatura le sezioni d'urto e quindi la potenza di fusione, aumenta fino a un massimo oltre il quale diminuisce, mentre le perdite per bremsstrahlung risultano monotone crescenti.

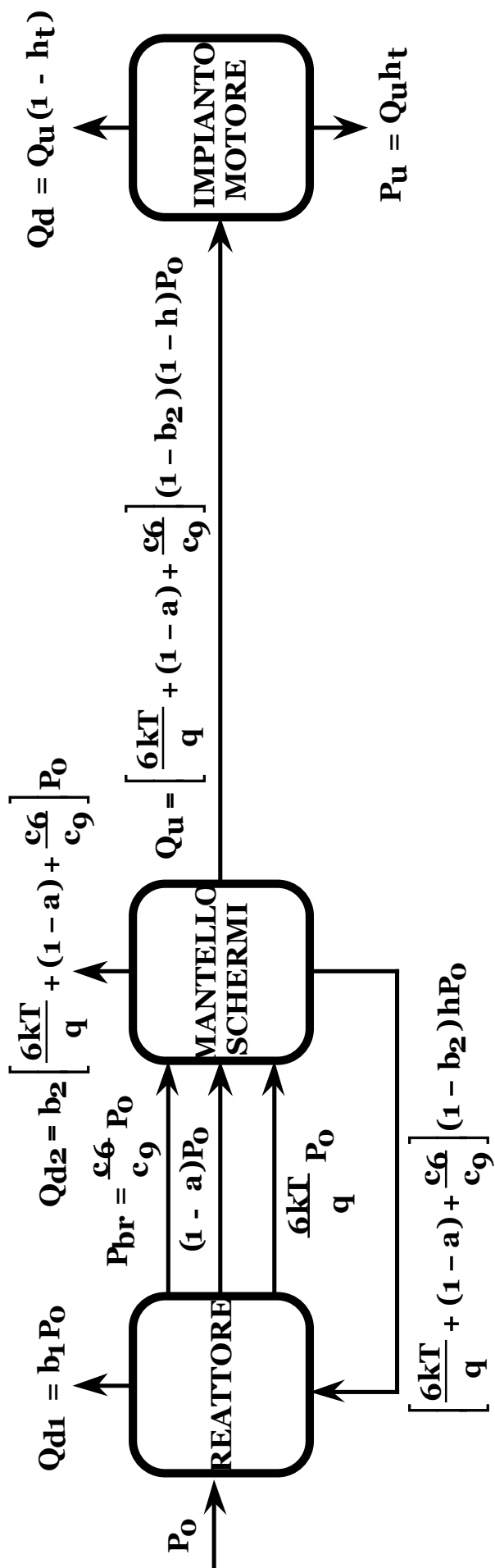


Fig.II° 3.13.3

Le curve passano quindi, per un minimo in corrispondenza al valore di temperatura limite fra le opposte variazioni relative della potenza e delle perdite.

Al crescere del tempo di confinamento inoltre, (oltre all'inevitabile fuga di particelle), si ha un aumento di perdite per accumulo di particelle  $\alpha$  e diminuzione di potenza per diminuzione di concentrazione di combustibile, fino a un limite anche per il tempo di confinamento, oltre il quale le perdite divengono maggiori della potenza resa con preclusione dell'ulteriore sostentamento della reazione.

La famiglia di curve  $f(T, h)$  tendono, quindi, a divenire chiuse e tali che il criterio di Lawson è verificato solo all'interno di esse.

Il funzionamento impulsato di un reattore a fusione, con bilancio positivo di energia, è pertanto ottenibile nelle condizioni:

$T > T_{IA}$  per l'innescio di reazioni autosostenentesi;

$nt \geq f(T, h)$  per l'ottenimento di energia utile.

Il prodotto  $nt T$  è pertanto definito parametro di fusione e in pratica, tenuto conto dei diversi valori delle sezioni d'urto, deve risultare:

**Reazione di fusione    Parametro di fusione, ( $nt T$ )    Temperatura, (T)**

<b>D - T</b>	<b>&gt; 5 10<sup>21</sup> m<sup>-3</sup> s keV</b>	<b>&gt; 10 keV</b>
<b>D - D</b>	<b>&gt; 5 10<sup>23</sup> "</b>	<b>&gt;&gt; 10 "</b>
<b>D - <sup>3</sup>He</b>	<b>&gt; 5 10<sup>23</sup> "</b>	<b>&gt;&gt; 10 "</b>

Allo stato attuale della tecnologia queste condizioni sembrano possibili solo con miscele di deuterio-trizio che presentano le maggiori sezioni d'urto e le minime perdite radiative, ( $Z = 1$ ), e pertanto tutti gli esperimenti in corso sono finalizzati all'ottenimento di condizioni termonucleari di miscele **DT**.

### **Regime di funzionamento continuo.**

Superata la fase di schemi a funzionamento impulsato, il reattore a fusione risulta un sistema a funzionamento continuo per la generazione di energia termica primaria che alimenta un ciclo termodinamico convenzionale, (o avanzato), per la conversione in energia elettrica, di cui in **Fig.II° 3.13.3** è riportato lo schema a blocchi del bilancio energetico globale.

A regime il numero di reazioni nell'unità di tempo vale:  $P_o/q$  e tenuto conto che ogni liberazione dell'energia di reazione, ( $q = 17,6 \text{ MeV}$ ), comporta l'immissione di un nucleo di deuterio, uno di trizio e di due



elettroni, la portata di ricambio di combustibile, (particelle/s), vale:  $4P_o/q$ , con una potenza di riscaldamento alla temperatura di regime nel reattore, (T):  $3/2 kT (4P_o/q) = 6 kT P_o/q$ .

La portata in massa di combustibile vale:

$$(m_D + m_T + 2m_e)P_o/q = 8,3 \cdot 10^{-27} P_o/q \text{ kg/s} = 2,95 \cdot 10^{-9} (\text{kg/s})/\text{MW},$$

(32 gr/h per una centrale da 1.000 MWe, con rendimento del 33%).

In uscita dal reattore, oltre a una potenza di perdita, ( $Q_{d1}$ ), che fissato l'isolamento, può assumersi proporzionale alla potenza generata dal reattore stesso:  $Q_{d1} = b_1 P_o$ , ( $b_1 < 1$ ), inutilizzabile se non per scopi secondari, si hanno le quote di potenza che inevitabilmente lasciano il reattore e possono, quindi, venire raccolte solo all'esterno nel mantello e negli schermi:

$6 kT P_o/q$  contenuta nella portata di combustibile frusto estratto;

$P_{br} = (c_6/c_9)P_o$  di bremsstrahlung;

$(1-a)P_o$  trasportata da radiazioni e particelle non cariche che il plasma cede all'esterno del reattore,

più eventuali contributi di potenza termica utile estratta direttamente dal reattore.

La potenza raccolta nel mantello/schermi può essere inviata, a meno delle perdite, al ciclo motore insieme a quella direttamente estratta dal reattore, oppure in condizioni di precarie condizioni di sostentamento del plasma alle temperature di fusione, parzialmente, (frazione  $h$ ), o integralmente utilizzata per sostenerne le condizioni termodinamiche di fusione, mentre si annulla il prelievo diretto di potenza dal reattore.

In quest'ultimo caso, indicando con  $b_2$  l'analoga frazione di perdita nel mantello/schermi, ( $b_2 < 1$ ), fissata la temperatura di esercizio, ( $T > T_{IA}$ ), il bilancio energetico di sostentamento del plasma nel reattore risulta:

$$P_o + \left[ \frac{6kT}{q} + (1-a) + \frac{c_6}{c_9} \right] P_o (1-b_2)h = \left[ \frac{6kT}{q} + (1-a) + \frac{c_6}{c_9} \right] P_o + b_1 P_o,$$

$$\text{da cui: } h = \frac{\left[ \frac{6kT}{q} + (1-a) + \frac{c_6}{c_9} \right] - (1-b_1)}{\left[ \frac{6kT}{q} + (1-a) + \frac{c_6}{c_9} \right] (1-b_2)}.$$

Qualora risulti:  $h > 1$ , il plasma non è in grado di permanere in condizioni di fusione, con condizione limite, ( $h = 1$ ), per le perdite:

$$b_1 = 1 - \left[ \frac{6kT}{q} + (1-a) + \frac{c_6}{c_9} \right] b_2,$$

ovvero:  $\mathbf{b} = \frac{1}{1 + \left[ \frac{6kT}{q} + (1 - a) + \frac{c6}{c9} \right]}$ , per:  $\mathbf{b}_1 \sim \mathbf{b}_2 \sim \mathbf{b}$ .

In un tale reattore la potenza di fusione eguaglia le perdite, ( $\mathbf{Q}_{d1}$  e  $\mathbf{Q}_{d2}$ ) che risultano l'unica potenza utilizzabile.

Qualora risulti:  $\mathbf{h} < 0$ , con condizione limite:  $\mathbf{h} = 0$ , ovvero:

$$\mathbf{b}_1 = 1 - \left[ \frac{6kT}{q} + (1 - a) + \frac{c6}{c9} \right],$$

è invece possibile inviare tutti i contributi al generatore ed estrarre ulteriore potenza utile, ( $\mathbf{Q}_u^*$ ), direttamente dal reattore.

Impostando il bilancio energetico del plasma, si ottiene:

$$\begin{aligned} \mathbf{Q}_u^* &= \mathbf{P}_o - \frac{6kT}{q} \mathbf{P}_o - (1 - a)\mathbf{P}_o - \frac{c6}{c9} \mathbf{P}_o - \mathbf{b}_1 \mathbf{P}_o = \\ &= \left\{ (1 - \mathbf{b}_1) - \left[ \frac{6kT}{q} + (1 - a) + \frac{c6}{c9} \right] \right\} \mathbf{P}_o, \end{aligned}$$

(positiva per  $\mathbf{h} < 0$ ), per una potenza termica totale utile, ( $\mathbf{Q}_u$ ), pari a:

$$\begin{aligned} \mathbf{Q}_u &= \left\{ (1 - \mathbf{b}_1) - \left[ \frac{6kT}{q} + (1 - a) + \frac{c6}{c9} \right] \right\} \mathbf{P}_o + \\ &+ \left[ \frac{6kT}{q} + (1 - a) + \frac{c6}{c9} \right] (1 - \mathbf{b}_2) \mathbf{P}_o = \\ &= \left\{ 1 - \mathbf{b}_1 - \left[ \frac{6kT}{q} + (1 - a) + \frac{c6}{c9} \right] \mathbf{b}_2 \right\} \mathbf{P}_o, \end{aligned}$$

evidentemente con:  $\mathbf{Q}_u = \mathbf{P}_o$ , in assenza di perdite, ( $\mathbf{b}_1 = \mathbf{b}_2 = 0$ ).

Per:  $0 < \mathbf{h} < 1$ , poichè la potenza inviata al ciclo motore, ( $\mathbf{Q}_u$ ), risulta in

tal caso:  $\mathbf{Q}_u = \left[ \frac{6kT}{q} + (1 - a) + \frac{c6}{c9} \right] (1 - \mathbf{b}_2)(1 - \mathbf{h})\mathbf{P}_o$ , introdotto il valore

di  $\mathbf{h}$ , (o direttamente dal bilancio energetico del gruppo reattore-mantello/schermi), si ottiene ancora:

$$\mathbf{Q}_u = \left\{ 1 - \mathbf{b}_1 - \left[ \frac{6kT}{q} + (1 - a) + \frac{c6}{c9} \right] \mathbf{b}_2 \right\} \mathbf{P}_o,$$

essendo ininfluenti ai fini del bilancio energetico globale, gli scambi di potenza fra mantello/schermi e reattore.

La potenza elettrica utile, ( $\mathbf{P}_u$ ), risulta quindi, comunque pari a:

$$\mathbf{P}_u = \mathbf{Q}_u \mathbf{h}_t = \left\{ 1 - \mathbf{b}_1 - \left[ \frac{6kT}{q} + (1 - a) + \frac{c6}{c9} \right] \mathbf{b}_2 \right\} \mathbf{P}_o \mathbf{h}_t,$$

con  $h_t$  rendimento termodinamico del ciclo motore, da cui il rendimento globale del sistema, ( $P_u/P_o$ ):

$$\frac{P_u}{P_o} = \left\{ 1 - b_1 - \left[ \frac{6kT}{q} + (1 - a) + \frac{c_6}{c_9} \right] b_2 \right\} h_t,$$

che per perdite trascurabili, ( $b_1 \sim b_2 \sim 0$ ), si riduce evidentemente a quello termodinamico.

Alla temperatura:  $T = 10 \text{ keV}$ , si ha:  $6kT/q = 3,41 \cdot 10^{-3}$ ;  $a = 0,1989$ ;

$$\frac{P_{br}}{P_o} = \frac{c_6}{c_9} = \frac{1,57 \cdot 10^{-40} n_e \sum_{i=1}^n n_i Z^2 \sqrt{T}}{2,8 \cdot 10^{-12} n_D n_T \sqrt{v_{DT}(T)}} = 2,24 \cdot 10^{-28} \frac{\sqrt{T}}{\sqrt{v_{DT}(T)}} =$$

$$= (T = 10 \text{ keV} = 11,6 \cdot 10^7 \text{ K}) = 0,022,$$

$$\text{da cui: } \left[ \frac{6kT}{q} + (1 - a) + \frac{c_6}{c_9} \right] = 0,8265.$$

La condizione limite al sostentamento del plasma, ( $h = 1$ ;  $P_u/P_o = 0$ ), si ottiene per:  $b_1 \sim b_2 \sim 54,75\%$ , mentre la condizione limite di autosostentamento del plasma senza ritorno di potenza dal mantello/schermi al reattore, ( $h = 0$ ), si ottiene per:  $b_1 \sim b_2 \sim 17,35\%$ ,

$$\text{e risulta: } \frac{P_u}{P_o} = \frac{Q_u}{P_o} h_t = \left\{ 1 - b_1 - \left[ \frac{6kT}{q} + (1 - a) + \frac{c_6}{c_9} \right] b_2 \right\} h_t, \text{ con:}$$

$$b_1 = 1 - \left[ \frac{6kT}{q} + (1 - a) + \frac{c_6}{c_9} \right], \text{ da cui nell'ipotesi: } b_1 \sim b_2, \text{ si ottiene:}$$

$$\frac{P_u}{P_o} = \left\{ 1 - b_1 - \left[ \frac{6kT}{q} + (1 - a) + \frac{c_6}{c_9} \right] b_2 \right\} h_t = \left[ \frac{6kT}{q} + (1 - a) + \frac{c_6}{c_9} \right]^2 h_t =$$

$$= 0,6831 h_t.$$

### §II°.3.14-BILANCI DI COMBUSTIBILE. UTILIZZO DEI NEUTRONI.

Il trizio è un gas debolmente radioattivo, ( $10^7 \text{ Ci/kg} = 3,7 \cdot 10^{17} \text{ Bq/kg}$ ), emettitore di  $\beta$  molli, ( ${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + \beta$ ), con vita media di 12 anni, praticamente irreperibile in natura. Pertanto affinchè sia possibile realizzare sistemi autosufficienti è necessario che il reattore produca autonomamente il trizio che lo alimenta.

In realtà considerare l'energia dei neutroni di fusione unicamente come energia cedibile, (pure utilmente), agli schermi moderatori dei neutroni stessi, è limitativo delle loro caratteristiche nucleari.

Infatti queste particelle, (che nei reattori a fusione sono disponibili direttamente all'esterno del reattore), possono collidere con nuclei e innescare reazioni con ulteriore rilascio di energia e/o con produzione di nuclei pregiati e in particolare reazioni triziogene.

Oltre alla reazione **DD** triziogena all'interno del reattore, possono aversi reazioni del tipo:  ${}^6_3\text{Li} + {}^1_0\text{n} \rightarrow {}^3_1\text{T} + {}^4_2\text{He} + 4,6 \text{ MeV}$ , essendo il  ${}^6_3\text{Li}$  presente a tenori di circa il 7,4% nel litio naturale.

Ancora risultano utili quelle reazioni, (**n**, **2n**), che aumentano il flusso neutronico come:



Poichè le reazioni generatrici di trizio hanno elevate sezioni d'urto per basse energie del neutrone e i materiali leggeri risultano buoni rallentatori di neutroni, gli schermi assorbitori e generatori di trizio, oltre a contenere litio, devono essere costituiti da tali elementi e da moltiplicatori neutronici, ovvero da materiali che presentano apprezzabili sezioni d'urto per la reazione (**n**, **2n**).

Per queste ultime occorrono elevate energie del neutrone incidente: l'energia persa nella collisione viene comunque compensata dalle successive reazioni di produzione di trizio.

In un reattore a fusione **D-T**, poichè le due reazioni **DD** hanno circa la stessa sezione d'urto, la produzione di neutroni, (**P<sub>n</sub>**), vale:

$$\mathbf{P_n} = (1/4) \mathbf{n_D^2 \, sv_{DD}} + \mathbf{n_D \, n_T \, sv_{DT} \, m^{-3} \, s^{-1}}.$$

Detto **f** il rapporto di produzione di trizio all'esterno del reattore, espresso in nuclei di trizio prodotti per neutrone assorbito, (tenuto conto della moltiplicazione neutronica e delle inevitabili fughe e catture parassite), la produzione di trizio, (**P<sub>T</sub>**), vale:

$$\mathbf{P_T} = \mathbf{f \, P_n} = \mathbf{f [(1/4)n_D^2 \, sv_{DD} + n_D n_T \, sv_{DT} ]} \quad \mathbf{m^{-3} \, s^{-1}},$$

a fronte di un consumo di trizio, (**C<sub>T</sub>**), pari a:

$$\mathbf{C_T} = \mathbf{n_D n_T \, sv_{DT} - (1/4)n_D^2 \, sv_{DD}} \quad \mathbf{m^{-3} \, s^{-1}},$$

essendo un nucleo di trizio generato all'interno del reattore ogni due reazioni **DD**.

In sistemi autoalimentati, all'equilibrio si ha: **P<sub>T</sub>** = **C<sub>T</sub>**, da cui:

$$\frac{\mathbf{n_D}}{\mathbf{n_T}} = \frac{1 + \mathbf{f \, sv_{DD}}}{1 - \mathbf{f \, 4sv_{DT}}}, \text{ e quindi: } \mathbf{f} = \frac{\frac{\mathbf{4sv_{DT} \, n_D}}{\mathbf{sv_{DD} \, n_T}} - 1}{\frac{\mathbf{4sv_{DT} \, n_D}}{\mathbf{sv_{DD} \, n_T}} + 1}, \text{ ovvero rapporto}$$

deuterio/trizio di equilibrio dipendente dal bilancio esterno di combustibile.

Per mantenere una reazione **DT** tale che  $n_T/n_D \sim 1$  e nell'ipotesi di recuperare tutto il trizio prodotto, deve quindi risultare:

$$\frac{n_D}{n_T} = \frac{1 + f \frac{sv_{DD}}{4sv_{DT}}}{1 - f} = 1, \text{ ovvero: } f = \frac{\frac{4sv_{DT}}{sv_{DD}} - 1}{\frac{4sv_{DT}}{sv_{DD}} + 1}.$$

Nel campo di valori di interesse, ( $5 < T < 100 \text{ keV}$ ), essendo:  $4sv_{DT}/sv_{DD} \gg 1$ , sono richiesti valori del parametro **f** circa unitari, mentre negli attuali progetti dei mantelli triziogeni una oculata scelta dei materiali fertili, dei moltiplicatori neutronici, dei sistemi di recupero del trizio, dei materiali strutturali, (acciai austenitici), sottoposti a flussi neutronici dell'ordine di  **$10^{18} \text{ neutroni m}^{-2} \text{ s}^{-1}$**  e del fluido refrigerante, (acqua a bassa pressione  $\sim 10 \text{ bar}$ , sottoraffreddata a temperature inferiori a  **$100 \text{ }^\circ\text{C}$** ), permette di produrre circa il  **$65 \div 75\%$**  del trizio bruciato, mentre sono ottenibili teoricamente valori di **f** fino a **1,2**, in sistemi in grado quindi di mantenere la reazione **DT** e di produrre nuovo trizio, o di utilizzare parte del flusso neutronico per altri scopi come la produzione di materiali fissili da nuclei fertili.

I materiali fertili, (per reazioni triziogene), sono composti da ossidi ceramici di litio:  **$\text{LiAlO}_2$ ,  $\text{Li}_2\text{O}$ ,  $\text{Li}_2\text{ZrO}_3$** , mantenuti a temperature non inferiori a circa  **$400 \text{ }^\circ\text{C}$**  per ottenere un efficiente rilascio di litio, separati dal refrigerante a bassa temperatura da una camera intermedia contenente elio come barriera di isolamento termico o, in alternativa, materiale fertile a bassa temperatura con recupero discontinuo del trizio per riscaldamento da potenza di decadimento del mantello a reattore fermo in concomitanza con altre operazioni di manutenzione ordinaria e con arricchimenti in  **${}^6_3\text{Li}$**  di circa il **50%**.

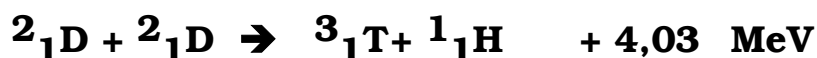
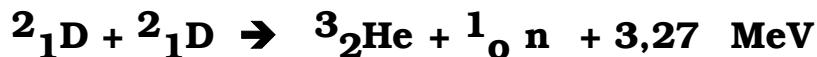
Il berillio è impiegato come moltiplicatore neutronico con rapporto in massa pari a circa tre rispetto ai ceramici.

Il sistema di recupero del trizio prevede circolazione di elio di lavaggio additivato a circa lo **0,5%** in idrogeno che sostituendosi al trizio nei legami chimici ne favorisce il rilascio.

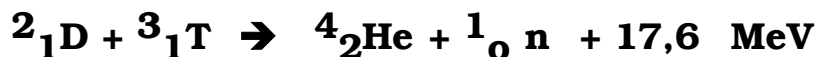
Considerando l'utilizzo dei neutroni generati, (e moderati dopo aver ceduto quindi, la loro energia di fusione), con nuclei di  **${}^6_3\text{Li}$** , si ha generazione di ulteriore energia, ( **$4,6 \text{ MeV}$** ), e produzione di nuclei di trizio e per:  **$f \sim 1$** , la reazione **D-T** diviene autosufficiente potendo essere riscritta come:  **${}^2_1\text{D} + {}^3_1\text{T} + {}^6_3\text{Li} \rightarrow 2 {}^4_2\text{He} + {}^3_1\text{T} + (17,6 + 4,6) \text{ MeV}$**

con un'energia specifica pari a: **11,1 MeV/nucleone** di deuterio e con un pari consumo di nuclei di  **${}^6_3\text{Li}$** .

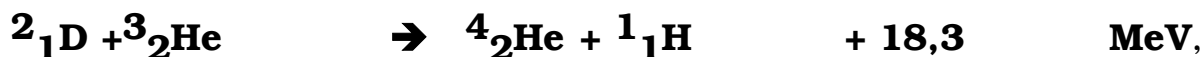
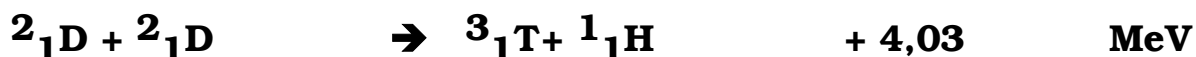
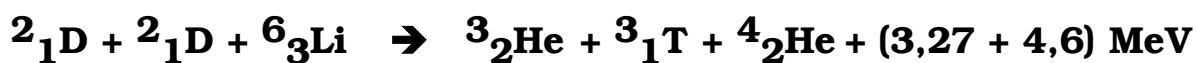
In un plasma da fusione di deuterio, le reazioni **D-D**:



producendo un nucleo di  **${}^3_2\text{He}$**  e uno di  **${}^3_1\text{T}$** , innescano le reazioni:



e considerando l'interazione triziogena dei neutroni, la serie di reazioni può essere riscritta come:



cui vanno aggiunte due reazioni autoalimentantisi **D-T**, (una relativa al trizio prodotto da una delle due reazioni **D-D** e una che utilizza il trizio prodotto dal ciclo del neutrone generato dall'altra reazione **D-D**):



per un totale di **74,6 MeV** ogni due reazioni **D-D**, con consumo di **7** nuclei di deuterio da cui un'energia specifica di **10,64 MeV/nucleone** di deuterio.

In caso di cicli neutronici per produzione di trizio, quindi, anche ipotizzando di partire con un plasma di solo deuterio, la reazione **D-T** si inserisce spontaneamente e con:  **$f \sim 1$** , procede autonomamente.

A regime data l'autosufficienza della reazione **D-T**, il bilancio del trizio diviene indipendente dalle reazioni **D-D**, per cui queste, (e conseguentemente la produzione di **He3**, ovvero la reazione: **D-He3**), procedendo più lentamente della **D-T**, divengono trascurabili e tutto il deuterio finisce col reagire con il trizio con resa di **11,1 MeV/nucleone** di deuterio e un pari consumo di nuclei di  **${}^6_3\text{Li}$** , mentre per  **$f > 1$** , si ha sovrapproduzione di trizio imputabile anche alle reazioni **D-D**, rispetto al consumo.

Il campo delle temperature termonucleari comprende quindi una prima parte, (fino a temperature di circa **100 keV**), in cui in pratica le reazioni **D-D** e **D-T** divengono comunque coincidenti con la **D-T**, (con solo lieve presenza di reazioni **D-D**), una parte intermedia in cui divenute trascurabili le reazioni **D-T**, (con annullamento del ciclo di generazione di trizio), convivono le reazioni **D-D** e le **D-He3** e infine, la più estrema

in cui divenute trascurabili anche queste ultime, permangono solo le **D-D**.

**§ II°.3.15 – DISPONIBILITA' DI COMBUSTIBILI.  
IMPATTO AMBIENTALE. SICUREZZA.  
COSTO DELL'ENERGIA DI FUSIONE.**

Le riserve di deuterio sono stimate in quantità di  **$10^{17}$  kg** sulla terra e pressochè uniformemente distribuite in tutte le nazioni.

La contemporanea presenza di abbondanti quantità di litio consente quindi, di ottenere agevolmente miscele **DT** nei reattori e di produrre nuovo trizio per la carica iniziale di altri reattori.

I prodotti finali delle reazioni di fusione risultano **elio** e **idrogeno** con totale assenza di prodotti di reazione radioattivi, (scorie), ma anzi con produzione di gas pregiati, (elio), e combustibili totalmente ecologici, (idrogeno), qualora il flusso neutronico venga adeguatamente schermato nei confronti di materiali che possono attivarsi sotto irraggiamento.

I neutroni comunque risultano un sottoprodotto di elevato pregio potendo essere impiegati oltre che per produrre nuclei pregiati tramite interazioni nucleari, in svariati campi industriali come, (tenuto conto della natura duale di ogni particella e radiazione), in processi di diffrazione all'interno dei materiali per la mappatura tridimensionale di elementi e leghe metalliche o composti ceramici, di sforzi, tensioni, deformazioni e rilassamenti residui conseguenti a trattamenti termici o superficiali con ottimizzazione delle prestazioni e affidabilità di componenti, macchine e impianti sia in fase di progetto che di manutenzione.

I reattori a fusione sono anche intrinsecamente sicuri.

In tali sistemi infatti, non si hanno variazioni positive o negative di reattività, nè reazioni e controreazioni conseguenti a perturbazioni delle condizioni di regime, ma qualunque evento accidentale comporta comunque la perdita delle condizioni di contenimento del plasma con conseguente espansione e raffreddamento del plasma stesso e quindi spegnimento della reazione, mentre ai livelli di vuoto relativi al plasma, l'energia termica contenuta per unità di volume, pure ai massimi valori della temperatura, ( **$T = 100 \text{ keV}$** ), vale:  **$2(3/2) nkT = 5 \cdot 10^7 \text{ J/m}^3$** , pari all'energia liberata dalla combustione di circa **1 kg** di olio combustibile, ovvero a circa un millesimo dell'energia liberabile da un pari volume di combustibile chimico.

Infine ancora per le condizioni di vuoto richieste per i plasmi di fusione, il reattore contiene una quantità estremamente ridotta di combustibile con irrilevanti rilasci di energia anche in caso incidentale.

Infatti il potenziale distruttivo di fusione di  $n$  particelle che liberano l'energia  $q$  per reazione, vale:  $(1/2) n q$ , che per densità:  $n \sim 10^{21} \text{ m}^{-3}$  e reazioni  $DT$ , ( $q = 17,6 \text{ MeV}$ ), risulta:  $1,4 \cdot 10^6 \text{ kJ/m}^3$ , pari al potenziale chimico di circa **35 kg** di olio combustibile, ovvero a circa un trentesimo dell'energia liberabile da un pari volume di combustibile chimico.

Non è certo possibile parlare di costi di impianti non ancora realizzati neanche a livello di prototipo.

Tuttavia gli oneri di combustibile saranno una frazione limitata del costo totale dell'energia prodotta che, quindi, potrà costantemente diminuire all'aumentare dei progressi tecnologici di impianto.

Infine la disponibilità di energia prodotta, posseduta da particelle cariche, potrà renderne possibile la conversione diretta in energia elettrica in sistemi avanzati di generazione.

## **§ II°.3.16 – CONFINAMENTO DI PLASMI DA FUSIONE.**

### **Reattori a fusione nucleare naturali. Stelle.**

Sulla natura dei corpi stellari e la conseguente età dell'universo, a meno di ipotesi arbitrarie di derivazione filosofico-religioso sopravvissute dall'antichità fino a tempi recenti, (Newton la riteneva di qualche migliaio di anni, mentre Einstein propendeva per una sua esistenza eterna), la prima ipotesi razionale sull'origine della potenza solare, (a meno di teorie scientificamente impossibili, come energia cinetica da impatto di meteoriti), e conseguentemente sulla sua età e durata, fu sviluppo di energia chimica per reazione di elementi presenti.

In realtà la composizione delle stelle, (prevalentemente idrogeno ed elio), esclude questa possibilità e inoltre in tal caso la vita del Sole, dell'ordine del suo tempo di esaurimento, sarebbe pari alla sua massa, ( **$2 \cdot 10^{30} \text{ kg}$** ), per il suo presunto potere calorifico, ( **$4 \cdot 10^7 \text{ J/kg}$** , in caso di similitudine con tipici combustibili terrestri), diviso la potenza emessa, ( **$3,8 \cdot 10^{26} \text{ W}$** ), ovvero  $6.000 \div 7.000$  anni, in evidente contraddizione con i dati geologici, fossili e radioattivi.

Nel 1859 Darwin calcolò il tempo di erosione necessario per eliminare una configurazione geografica nel sud dell'Inghilterra, stimando tempi dell'ordine di centinaia di milioni di anni.



All'inizio del secolo scorso, William Thompson, (Lord Kelvin), insieme a Hermann Von Helmholtz, applicando i principi dei gas ai corpi celesti, propose un modello in cui l'energia emessa dal Sole proveniva da quella gravitazionale.

Un corpo gassoso nel vuoto, infatti, raffreddandosi per emissione di potenza termica, diminuisce la sua pressione interna collassando progressivamente per gravità per mantenere l'equilibrio.

### **Energia gravitazionale.**

In una sfera di gas di raggio  $R$  e densità  $d_s$ , ogni strato infinitesimo di massa:  $d_s(4\pi r^2 dr)$ , è attratto verso il centro per gravitazione, dalla massa interna:  $m(r) = d_s \frac{4}{3} \pi r^3$ , (per il teorema, di Gauss, il flusso del campo gravitazionale generato dalla massa all'esterno di ogni strato, è nullo).

Ne deriva quindi una energia gravitazionale:

$$\begin{aligned} -G \int_0^R \frac{m(r) 4\pi r^2 d_s}{r} dr &= -G \int_0^R d_s \frac{4}{3} \pi r^3 \frac{d_s 4\pi r^2}{r} dr = \\ &= -\frac{16}{15} G \pi^2 d_s^2 R^5 = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}, \quad (G = 6,673 \cdot 10^{-11} \text{ Nm}^2/\text{kg}^2, \text{ costante di} \\ &\text{gravitazione universale}), \text{ essendo la massa totale: } M = d_s \frac{4}{3} \pi R^3. \end{aligned}$$

### **Energia interna.**

Indicando con  $A_H$ , la massa molare del gas, (kg/kmole), il numero di particelle che compongono la massa  $M$ , vale:  $M N_A / A_H$ , ( $N_A$ , Numero di Avogadro), pertanto la massa di gas alla temperatura  $T$ , possiede una

energia interna:  $\left( \frac{M N_A}{A_H} \right) \frac{3}{2} k T = \frac{3}{2} \frac{M R_0}{A_H} T$ , con:  $k = R_0 / N_A$ , costante di

Boltzmann,  $R_0$ , costante universale dei gas, (in caso di un gas biatomico qualora oltre ai 3 gradi di libertà traslazionali, si consideri anche quello vibrazionale e i 2 rotazionali, il coefficiente risulta 7/2).

Qualora la temperatura superi il valore di dissociazione delle molecole e di ionizzazione degli atomi componenti, il numero di particelle aumenta, (da ogni molecola il numero di ioni e degli elettroni legati a ogni atomo), e occorre tener conto dell'energia potenziale di dissociazione delle molecole di gas e dell'energia potenziale di ionizzazione degli atomi risultanti.

Per idrogeno biatomico, indicando con:  $e_d$ , ( $7,2 \cdot 10^{-19}$  J/molecola), ed  $e_v$ , ( $2,46 \cdot 10^{-18}$  J/atomo), i potenziali di dissociazione e ionizzazione, il numero di particelle quadruplica, (da ogni molecola due ioni e due elettroni), e occorre tener conto dell'energia potenziale di dissociazione delle  $N_A$  particelle di gas e dell'energia potenziale di ionizzazione dei  $2N_A$  atomi risultanti.

L'energia interna risulta pertanto:

$$4 \frac{3}{2} \frac{MR_o}{A_H} T + \frac{MN_A}{A_H} e_d + 2 \frac{MN_A}{A_H} e_v = \frac{M}{A_H} [6R_o T + N_A (e_d + 2e_v)].$$

La temperatura risulta ridotta rispetto all'assenza di dissociazione e ionizzazione per aumento, (quadruplo), di particelle e perché durante la contrazione con trasformazione di energia gravitazionale in energia interna, giunti alla temperatura di dissociazione, ( $\sim 2.100$  K), e successivamente di ionizzazione, ( $\sim 10.000$  K), dell'idrogeno, l'energia gravitazionale si trasforma in energia di dissociazione e ionizzazione senza innalzamento di temperatura analogamente alle fasi di fusione e vaporizzazione di ogni sostanza, che avvengono a temperatura costante.

Nelle espressioni della temperatura, (e pressione), per tipici valori degli aggregati stellari, i secondi termini possono essere trascurati rispetto ai primi, e quindi l'energia interna risulta:  $\frac{6R_o M}{A_H} T$ .

Poiché l'energia interna risulta lineare con la massa, mentre l'energia gravitazionale proporzionale al quadrato della massa stessa, fissate le dimensioni, ( $R$ ), e la temperatura del sistema, esiste una massa limite oltre la quale l'energia gravitazionale prevale, ovvero una densità limite:

$$\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} > \frac{6R_o M}{A_H} T, \text{ per: } M > \frac{10R_o}{GA_H} RT, \text{ ovvero: } d_s > \frac{15}{2\pi} \frac{R_o}{GA_H} \frac{T}{R^2}.$$

Parimenti fissata la massa e la temperatura del sistema, l'energia gravitazionale prevale al di sotto di una dimensione limite:  $R < \frac{GA_H M}{10R_o T}$ .

La pressione cinetica centrifuga, che contrasta la pressione gravitazionale centripeta, coincidente con la densità di energia, vale:

$$p(R) = \frac{n_o R_o T}{V} = \frac{M}{A_H} \frac{R_o}{V} \left[ \frac{GMA_H}{10R_o R} - \frac{N_A}{6R_o} (e_d + 2e_v) \right] =$$

$$= \frac{3}{40\pi} \frac{GM^2}{R^4} - \frac{MN_A}{2A_H\pi R^3} (e_d + 2e_v) \approx \frac{3}{40\pi} \frac{GM^2}{R^4},$$

con:  $n_o = M/A_H$ , numero di kmoli.

Quando l'energia gravitazionale equilibra quella interna:

$-\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} + \frac{6R_oMT}{A_H} = 0$ , ovvero per:  $T(R) = \left( \frac{GMA_H}{10R_o} \right) \frac{1}{R}$ , l'energia cinetica è nulla e il gas risulta in quiete o in equilibrio.

Tuttavia una sfera di gas di raggio  $R$ , alla temperatura  $T$ , emette per irraggiamento una potenza termica:  $P_s = 4\pi R^2 s_o T^4$ , ( $s_o = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ J/sm}^2\text{K}^4$ , costante di Stephan-Boltzmann), che in assenza di fonti di energia, diminuisce l'energia interna del sistema.

L'equazione di bilancio risulta:

$$4\pi R^2 s_o T^4(t) = \frac{d}{dt} \left[ \frac{6R_oM}{A_H} T(t) \right] = \frac{6R_oM}{A_H} \frac{dT(t)}{dt}.$$

Supponendo che durante il transitorio il sistema si porti a successivi stati di equilibrio, si ha:  $T(R) = \left( \frac{GMA_H}{10R_o} \right) \frac{1}{R}$ , per cui la potenza

raggiante vale:  $4\pi R^2 s_o T^4 = 4\pi R^2 s_o \left( \frac{GMA_H}{10R_o R} \right)^4 = 4\pi s_o \left( \frac{GMA_H}{10R_o} \right)^4 \frac{1}{R^2}$

Essendo inoltre:  $\frac{6R_oM}{A_H} \frac{dT(t)}{dt} = \frac{6R_oM}{A_H} \frac{dT(R)}{dR} \frac{dR(t)}{dt} = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R^2} \frac{dR(t)}{dt}$ ,

si ottiene:  $4\pi s_o \left( \frac{GMA_H}{10R_o} \right)^4 \frac{1}{R^2} = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R^2} \frac{dR(t)}{dt}$ , ovvero:

$$\frac{dR(t)}{dt} = -\frac{\pi s_o}{1500} \frac{G^3 M^2 A_H^4}{R_o^4} = \text{costante}.$$

L'energia gravitazionale, negativa, (come ogni energia di legame), che all'equilibrio eguaglia quella interna, affinché sia emessa potenza termica per irraggiamento, deve diminuire, ovvero aumentare in valore assoluto, mostrando quindi pendenza negativa:

$$\frac{d}{dt} \left( -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} \right) = \frac{d}{dR} \left( -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} \right) \frac{dR(t)}{dt} = \left( \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R^2} \right) \frac{dR(t)}{dt} < 0.$$

Pertanto si ha emissione di potenza termica in caso di contrazione del gas, ovvero per:  $dR(t)/dt < 0$ , mentre in caso contrario il gas si espande raffreddandosi.

Risulta quindi una riduzione lineare delle dimensioni, (e cubica del volume, ovvero aumento cubico della densità), con le dimensioni del sistema che variano nel tempo secondo la relazione:

$$R(t) = R_s - \frac{\pi s_o}{1500} \frac{G^3 M^2 A_H^4}{R_o^4} t, \text{ con } R_s, \text{ dimensione iniziale e quindi:}$$

$$T(t) = \frac{\frac{GMA_H}{10R_o}}{R_s - \frac{\pi s_o}{1500} \frac{G^3 M^2 A_H^4}{R_o^4} t};$$

$$p(t) = \frac{3}{40\pi} \frac{GM^2}{\left( R_s - \frac{\pi s_o}{1500} \frac{G^3 M^2 A_H^4}{R_o^4} t \right)^4};$$

$$d_s(t) = \frac{M}{\frac{4}{3} \pi \left( R_s - \frac{\pi s_o}{1500} \frac{G^3 M^2 A_H^4}{R_o^4} t \right)^3};$$

$$P_s(t) = \frac{4\pi s_o \left( \frac{GMA_H}{10R_o} \right)^4}{\left( R_s - \frac{\pi s_o}{1500} \frac{G^3 M^2 A_H^4}{R_o^4} t \right)^2}.$$

La vita della stella, dell'ordine di tempo necessario all'annullamento delle dimensioni, varrebbe quindi:

$$\frac{R_s}{\frac{dR(t)}{dt}} = \frac{R_s}{\frac{\pi s_o}{1500} \frac{G^3 M^2 A_H^4}{R_o^4}} = \frac{1500 R_o^4 R_s}{\pi s_o G^3 M^2 A_H^4}.$$

La velocità di fuga di un corpo di massa **m** dalla superficie di una massa sferica **M** di raggio **R**, si ottiene dall'equilibrio fra l'energia cinetica del corpo e l'energia gravitazionale:

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{GmM}{R}, \text{ da cui: } v = \sqrt{\frac{2GM}{R}}.$$

Quando la velocità di fuga raggiunge quella della luce, (**c**), ovvero per raggio:  $R_{so} = \frac{2GM}{c^2}$ , le dimensioni del corpo di massa **M** raggiungono

l'orizzonte degli eventi e il corpo assume le caratteristiche di un buco nero dal quale nemmeno la radiazione può uscire e la potenza termica emessa si azzerava.

Il tempo, (**t<sub>o</sub>**), necessario risulta dalla relazione:

$$R_s - \frac{\pi s_o}{1500} \frac{G^3 M^2 A_H^4}{R_o^4} t_o = \frac{2GM}{c^2},$$

$$\text{da cui: } t_o = \frac{R_s - \frac{2GM}{c^2}}{\frac{\pi s_o}{1500} \frac{G^3 M^2 A_H^4}{R_o^4}}.$$

Per il Sole, (**M<sub>s</sub> = 2 10<sup>30</sup> kg**, **R<sub>s</sub> = 6,95 10<sup>8</sup> m**), si ha:

**R(t) = 6,95 10<sup>8</sup> - 4,73 10<sup>5</sup> t**, **R<sub>so</sub> = 2.966 m**, da cui: **t<sub>o</sub> = 1.470 s**, ovvero meno di mezz'ora.

La densità, (**d<sub>so</sub> = 1,83 10<sup>19</sup> kg/m<sup>3</sup>**), risulterebbe superiore di due ordini di grandezza rispetto a quella dei neutroni, la temperatura giungerebbe a valori dell'ordine dei mille miliardi di gradi, la pressione di quasi 10<sup>30</sup> bar.

Considerando invece, dimensioni e potenza solare costanti e pari a quelle reali, (**P<sub>s</sub> = 3,8 10<sup>26</sup> W**), il tempo di annullamento, risulterebbe pari all'energia gravitazionale diviso la potenza emessa:

$$\frac{3 GM^2}{5 P_s} = 6 \cdot 10^{14} \text{ s} \sim 19 \cdot 10^6 \text{ anni, incompatibile con i dati geologici, fossili e radioattivi.}$$

Inoltre la temperatura di equilibrio risultante, circa  $5 \cdot 10^6$  K, (pressione di circa  $3 \cdot 10^8$  bar), comporterebbe una potenza di circa  $1,5 \cdot 10^{38}$  W col medesimo tempo di annullamento di 1.470 s.

### Aggregazione stellare.

Qualora l'energia gravitazionale, ( $E_g$ ), non risulti pari a quella interna, ( $E_i$ ), si entra in fase dinamica di instabilità, con aggregazione o espansione della massa, (in assenza di altre forze sempre in forma sferica per simmetria), fino all'arresto della compressione o espansione al raggiungimento della temperatura, (e conseguentemente delle energie), di equilibrio, ovvero quando il pareggio delle pressioni impedisce ulteriori contrazioni o espansioni.

L'equazione della politropica di compressione o espansione fornisce la dipendenza della temperatura dalle dimensioni del sistema:

$pV^n = p_o V_o^n$ , ( $n$  esponente della politropica), con:

$$p = \frac{n_o R_o T}{V} = \frac{M}{A_H} \frac{R_o T}{V}, \quad \text{da cui:} \quad \frac{MR_o}{A_H} T V^{n-1} = \frac{MR_o}{A_H} T_o V_o^{n-1}, \quad e$$

$$\text{quindi: } T(R) = T_o \frac{\left(\frac{M}{d_{so}}\right)^{n-1}}{\left(\frac{4}{3}\pi R^3\right)^{n-1}} = T_o \left(\frac{3M}{4\pi d_{so}}\right)^{n-1} \frac{1}{R^{3(n-1)}},$$

$$\text{ovvero: } E_i = \frac{6R_o T_o}{A_H} \left(\frac{3}{4\pi d_{so}}\right)^{n-1} \frac{M^n}{R^{3(n-1)}},$$

( $T_o$ ,  $p_o$ ,  $V_o$ ,  $d_{so}$ , valori di temperatura, pressione e densità iniziali).

La condizione di equilibrio, risulta:

$$-\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} + \frac{6R_o T_o}{A_H} \left(\frac{3}{4\pi d_{so}}\right)^{n-1} \frac{M^n}{R^{3(n-1)}} = 0,$$

da cui la dimensione, ( $R_{eq}$ ), e la temperatura, ( $T_{eq}$ ), di equilibrio:

$$R_{eq} = \left(\frac{10R_o T_o}{GA_H}\right)^{\frac{1}{3n-4}} \left(\frac{3}{4\pi d_{so}}\right)^{\frac{n-1}{3n-4}} M^{\frac{n-1}{3n-4}} \left(\frac{n-2}{3n-4}\right),$$

$$T_{eq} = T_o \left(\frac{GA_H}{10R_o T_o}\right)^{\frac{3(n-1)}{3n-4}} \left(\frac{4\pi d_{so}}{3}\right)^{\frac{n-1}{3n-4}} M^{\frac{n-1}{3n-4}} \left[\frac{2(n-1)}{3n-4}\right].$$

La funzione energia totale del sistema:  $E_g + E_i = -\frac{c_1}{R} + \frac{c_2}{R^{3(n-1)}}$ , nulla

per:  $R_{eq} = \left(\frac{c_2}{c_1}\right)^{\frac{1}{3n-4}}$ , ha rapporto fra i moduli delle pendenze, (negative essendo le curve decrescenti con la dimensione), nel punto di zero, (o equilibrio):

$$\frac{\left(\frac{dE_g(R)}{dR}\right)_{R=R_{eq}}}{\left(\frac{dE_i(R)}{dR}\right)_{R=R_{eq}}} = \frac{c_1}{3(n-1)\frac{c_2}{R_{eq}^{3(n-1)-1}}} = \frac{1}{3(n-1)}.$$

Pertanto, per:  $\frac{1}{3(n-1)} < 1$ , ovvero:  $n > 4/3$ , al crescere delle dimensioni

la curva energia gravitazionale diminuisce meno rapidamente della curva energia interna e quindi a un aumento di dimensioni corrisponde un eccesso di energia gravitazionale rispetto a quella interna con conseguente contrazione del sistema e viceversa a una diminuzione di dimensioni corrisponde un eccesso di energia interna rispetto a quella gravitazionale con espansione del sistema e l'equilibrio, di conseguenza, è stabile.

Per trasformazioni isoentropiche dell'idrogeno, si ha:  $n = c_p/c_v = 1,405$ , ( $c_p = 28.850$  J/kmoleK;  $c_v = 20.534$  J/kmole K), da cui:

$$\frac{\left[\frac{dE_g(R)}{dR}\right]_{R=R_{eq}}}{\left[\frac{dE_i(R)}{dR}\right]_{R=R_{eq}}} = \frac{6 \cdot 10^{-11} \left(\frac{4\pi d_{so}}{3}\right)^4 \left(\frac{A_H}{R_o T_o}\right)^{10} G^{11} M^8}{\frac{36}{5} \cdot 10^{-11} \left(\frac{4\pi d_{so}}{3}\right)^4 \left(\frac{A_H}{R_o T_o}\right)^{10} G^{11} M^8} = \frac{5}{6},$$

e la condizione di stabilità, ( $5/6 < 1$ ), appare verificata.

Una sfera di raggio  $R$  alla temperatura:  $T = T_o \left(\frac{3M}{4\pi d_{so}}\right)^{n-1} \frac{1}{R^{3(n-1)}}$ ,

emette una potenza termica raggiante:

$$4\pi R^2 s_o T^4 = 4\pi R^2 s_o \left[ T_o \left( \frac{3M}{4\pi d_{so}} \right)^{n-1} \frac{1}{R^{3(n-1)}} \right]^4 =$$

$$= 4\pi s_o T_o^4 \left( \frac{3M}{4\pi d_{so}} \right)^{4(n-1)} \frac{1}{R^{[12(n-1)-2]}},$$

che deve eguagliare la variazione di energia totale del sistema:

$$-\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} + \frac{6R_o T_o}{A_H} \left( \frac{3}{4\pi d_{so}} \right)^{n-1} \frac{M^n}{R^{3(n-1)}},$$

L'equazione di bilancio globale risulta quindi:

$$\frac{d}{dt} \left\{ -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} + \frac{6R_o T_o M^n}{A_H} \left( \frac{3}{4\pi d_{so}} \right)^{n-1} \frac{1}{R^{3(n-1)}} \right\} =$$

$$= \frac{d}{dR} \left\{ -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} + \frac{6R_o T_o M^n}{A_H} \left( \frac{3}{4\pi d_{so}} \right)^{n-1} \frac{1}{R^{3(n-1)}} \right\} \frac{dR}{dt} =$$

$$= \left\{ \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R^2} - \frac{18(n-1)R_o T_o M^n}{A_H} \left( \frac{3}{4\pi d_{so}} \right)^{n-1} \frac{1}{R^{[3(n-1)+1]}} \right\} \frac{dR}{dt} =$$

$$= 4\pi s_o T_o^4 \left( \frac{3M}{4\pi d_{so}} \right)^{4(n-1)} \frac{1}{R^{[12(n-1)-2]}},$$

$$\text{da cui: } \frac{dR(t)}{dt} = \frac{4\pi s_o T_o^4 \left( \frac{3M}{4\pi d_{so}} \right)^{4(n-1)} \frac{1}{R(t)^{4(3n-4)}}}{\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} - \frac{18(n-1)R_o T_o M^n}{A_H} \left( \frac{3}{4\pi d_{so}} \right)^{n-1} \frac{1}{R(t)^{3n-4}}}.$$

Il valore medio della densità dell'universo, (un atomo di idrogeno a metro cubo), è dell'ordine di **2 10<sup>-27</sup> kg/m<sup>3</sup>**, pertanto una massa di idrogeno pari a quella del Sole, ( $M_s = 2 \cdot 10^{30}$  kg), occupa uno spazio

$$\text{sferico di raggio: } R = \left( \frac{M_s}{\frac{4}{3}\pi d_{so}} \right)^{\frac{1}{3}} = 6,2 \cdot 10^{18} \text{ m, possedendo un'energia}$$



gravitazionale pari a  **$2,58 \cdot 10^{31} \text{ J}$** , e pertanto si trova in equilibrio anche a temperatura prossima allo zero assoluto, ( $T = \frac{2}{3} \frac{A_H}{M_S R_O} E_g \sim 0$ ).

Pertanto una massa pari a quella del Sole, da condizioni iniziali di nubi di idrogeno intergalattico:  **$T_O = 0 \div 100 \text{ K}$** , con energia interna:

**$6,25 \cdot 10^{35} \text{ J}$** , per giungere a dimensioni di equilibrio pari a quelle reali, ( **$R_S = 7 \cdot 10^8 \text{ m}$** ), richiede una densità iniziale:  **$d_{SO} = 5,5 \cdot 10^{-10} \text{ kg/m}^3$** , a cui corrisponde una dimensione iniziale:

$$R = \left( \frac{M_S}{\frac{4}{3} \pi d_{SO}} \right)^{\frac{1}{3}} = 9,5 \cdot 10^{12} \text{ m}, \text{ con energia gravitazionale: } 1,68 \cdot 10^{37} \text{ J},$$

e una temperatura e pressione di equilibrio:

$$T_{eq} = 4,6 \cdot 10^6 \text{ K}; \quad p_{eq} = 2,8 \cdot 10^8 \text{ bar}.$$

Per la formazione di una stella, cioè, è necessaria energia preventiva circa uguale a quella iniziale, da altri fenomeni cosmici.

Inoltre in caso di temperatura omogenea si avrebbe una potenza termica raggiante dell'ordine di  $1,56 \cdot 10^{38} \text{ W}$ , (oltre 11 ordini di grandezza di quella reale), con un tempo di esaurimento della stella indicativamente pari all'energia gravitazionale diviso la potenza emessa che risulta dell'ordine di mezzora.

In realtà qualora la temperatura e conseguente pressione superino valori di soglia, si innescano reazioni di fusione nucleare, con sviluppo di potenza e la massa di gas diviene una stella, un reattore a fusione nucleare naturale.

La condizione per la temperatura, ( $T \geq T_f$ ), pone un limite inferiore alla massa di gas necessaria alla creazione di una stella:

$$T_O \left( \frac{GA_H}{10R_O T_O} \right)^{\frac{3(n-1)}{3n-4}} \left( \frac{4\pi d_{SO}}{3} \right)^{\frac{n-1}{3n-4}} M^{\left[ \frac{2(n-1)}{3n-4} \right]} > T_f,$$

che in caso di idrogeno e contrazioni sufficientemente prossime alla isoentropica, si risulta:

$$T_O \left( \frac{4\pi d_{SO}}{3} \right)^2 \left( \frac{GA_H}{10R_O T_O} \right)^6 M^4 > T_f,$$

ovvero: 
$$M > T_O^{5/4} \left( \frac{10R_O}{GA_H} \right)^{3/2} \left( \frac{3}{4\pi d_{SO}} \right)^{1/2} T_f^{1/4}.$$

Tenuto conto delle pressioni presenti nella stella, posto:

$T_f \sim 10^6 \div 10^7 \text{ K}$ , si ottiene:  $M > 2 \cdot 10^{30} \text{ kg}$ .

### **Confinamento gravitazionale.**

I reattori a fusione naturali, le stelle, mantengono un confinamento di tipo gravitazionale date le masse presenti. Nulla di simile è ipotizzabile in scala terrestre e d'altronde le densità di potenza stellari, ( $< 1 \text{ W/m}^3$ ) risultano irrilevanti per applicazioni industriali.

Rispetto ai reattori stellari, quelli artificiali richiedono temperature nettamente superiori a quelle dei nuclei delle stelle, ( $1,5 \cdot 10^7 \text{ K}$  nel sole), non essendo realizzabili in ambiente planetario le corrispondenti pressioni, (centinaia di miliardi di atmosfere).

Per gli impianti da costruire le temperature richieste eliminano ogni possibilità di impiego di ordinari materiali solidi come contenitori.

Infatti, oltre al problema del raffreddamento delle pareti, occorre considerare che il cammino libero medio di collisione delle particelle risulta, in ogni caso, molti ordini di grandezza superiore alle possibili dimensioni dei contenitori. Pertanto ogni particella prima di reagire colliderebbe vari ordini di grandezza di volte contro le pareti perdendo energia e quindi scendendo al di sotto della temperatura di ignizione.

Inoltre l'energia ceduta alle pareti sarebbe assorbita da un sottile strato superficiale con emissione di atomi di materiale e quindi con aumento delle perdite di bremsstrahlung.

L'unica possibilità rimane, quindi, il contenimento con campi di forze.

Escludendo il campo gravitazionale, troppo debole per le ordinarie dimensioni, rimangono i campi elettrici e magnetici. Infatti alle temperature termonucleari il plasma risulta completamente ionizzato e quindi in grado di subire interazione elettrica e magnetica.

### **§ II°.3.17 – IL CONFINAMENTO ELETTRICO.**

Supponendo di contenere le cariche di un segno con un campo elettrostatico, le cariche di segno opposto sarebbero estratte dal plasma. Si può dimostrare che non esiste una configurazione di equilibrio stabile per una carica elettrica in un campo elettrostatico e pertanto il confinamento elettrico non è realizzabile.

Inoltre poichè la densità di energia elettrostatica data da un campo di intensità  $\mathbf{E}$ , ( $\text{V/m}$ ), vale:  $(1/2)\epsilon_0 \mathbf{E}^2$ , tale è anche il valore della pressione elettrostatica, ( $\text{J/m}^3 = \text{N m/m}^3 = \text{N/m}^2$ ), da cui imponendo l'equilibrio delle pressioni, si ottiene:  $(1/2)\epsilon_0 \mathbf{E}^2 = (n_e + n_i)kT$ .

Per:  $n_e = n_i = 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ;  $kT = 10 \div 100 \text{ keV}$ ,

con:  $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$  si ottiene:  $E = 0,85 \div 2,7 \cdot 10^9 \text{ V/m}$ .

Parimenti poichè il campo elettrico prodotto da una carica  $q$  vale:

$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ , una sfera di raggio  $R$ , contenente una densità  $n$  di nuclei

di carica  $Ze$ , produce un campo:  $E = \frac{n \frac{4}{3} \pi R^3 Ze}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ ,

che sulla sua superficie, ( $r = R$ ), risulta:  $E = \frac{n \frac{4}{3} \pi R^3 Ze}{4\pi R^2 \epsilon_0} = \frac{n R Ze}{3\epsilon_0}$ .

Per:  $n = 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ;  $Z = 1$ , essendo:  $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ ,

posto:  $R = 0,01 \text{ m}$ , si ottiene:  $E = 6 \cdot 10^{10} \text{ V/m}$ .

Risulta quindi che un plasma non può allontanarsi dalla neutralità elettrica senza coinvolgere campi di forza insostenibili.

### § II°.3.18 – IL CONFINAMENTO MAGNETICO.

Su di una particella di carica elettrica  $q$  e massa  $m$  in moto con velocità  $\underline{v}$  in una regione in cui siano presenti un campo elettrico  $\underline{E}$  e un campo magnetico  $\underline{B}$ , agisce una forza:  $\underline{F} = q(\underline{E} + \underline{v} \times \underline{B})$ .

Per  $\underline{E} = \underline{0}$ , la forza agente sulla particella è perpendicolare alla velocità e vale in modulo:  $|\underline{F}| = qvB \sin p$ , con  $p$  angolo compreso fra i vettori  $\underline{v}$  e  $\underline{B}$ . Scomponendo la velocità secondo le direzioni parallela, ( $\underline{v}_p$ ), e perpendicolare, ( $\underline{v}_n$ ), al campo  $\underline{B}$ :  $\underline{v} = \underline{v}_p + \underline{v}_n$ , si ha:  $\underline{F}_n = q \underline{v}_n \underline{B}$ ;  $\underline{F}_p = \underline{0}$  e pertanto il moto risulta confinato in un cilindro percorso elicoidalmente attorno alle linee di campo magnetico con velocità assiale pari a  $\underline{v}_p$ , mentre la proiezione del moto su un piano normale all'asse dell'elica appare circolare uniforme con forza centripeta pari a:

$\frac{mv_n^2}{r} = qv_n B$ , da cui il raggio di curvatura, (giromagnetico):  $r = \frac{mv_n}{qB}$ ,

la velocità angolare, (pulsazione):  $a = \frac{v_n}{r} = \frac{qB}{m}$  e la frequenza, (di

ciclotrone):  $f = \frac{a}{2\pi} = \frac{qB}{2\pi m}$ .

L'elica risulta quindi definita dal suo raggio, (**r**), e dal suo passo pari a:

$$\frac{2\pi}{a} \mathbf{v}_p = \frac{2\pi m \mathbf{v}_p}{qB}.$$

Gli ioni e gli elettroni contenuti in un plasma in presenza di un campo **B**, si muovono, quindi, su eliche controrotanti intorno alle linee di forza del campo magnetico.

Per: **Z = 1**, ovvero per pari carica elettrica degli ioni e degli elettroni, risulta: **a<sub>e</sub>/a<sub>i</sub> = m<sub>i</sub>/m<sub>e</sub>**, mentre per i raggi di curvatura, essendo:

$$\frac{1}{2} m \mathbf{v}^2 = \frac{3}{2} kT = \text{costante}, \text{ si ottiene: } \mathbf{v} \propto m^{-1/2}, \text{ da cui:}$$

$$\frac{r_i}{r_e} = \frac{m_i}{m_e} \frac{v_i}{v_e} = \frac{m_i}{m_e} \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^{-1/2} = \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}.$$

Per il deuterio risulta, quindi: **a<sub>e</sub>/a<sub>i</sub> = 3.670**; **r<sub>i</sub>/r<sub>e</sub> = 60,6**, mentre per il trizio: **a<sub>e</sub>/a<sub>i</sub> = 5.489**; **r<sub>i</sub>/r<sub>e</sub> = 74,1**.

Nel caso in cui sia presente un campo elettrico **E**, (**Fig.II° 3.18.1**), poichè il raggio di curvatura è proporzionale alla velocità della particella, le traiettorie risultano a curvatura variabile a seconda dell'incremento di velocità causato dall'accelerazione indotta dall'azione del campo elettrico.

Lo stesso fenomeno avviene se il campo **B** non è costante nello spazio.

Infatti essendo:  $\mathbf{r} = \frac{m \mathbf{v}_n}{qB}$ , fra due regioni, (**Fig.II° 3.18.2**), in cui siano presenti rispettivamente campi **B<sub>i</sub>** e **B<sub>o</sub>**, (**B<sub>i</sub> < B<sub>o</sub>**), in un moto piano normale alla direzione del campo magnetico, (**v<sub>p</sub> = 0**), si ha:

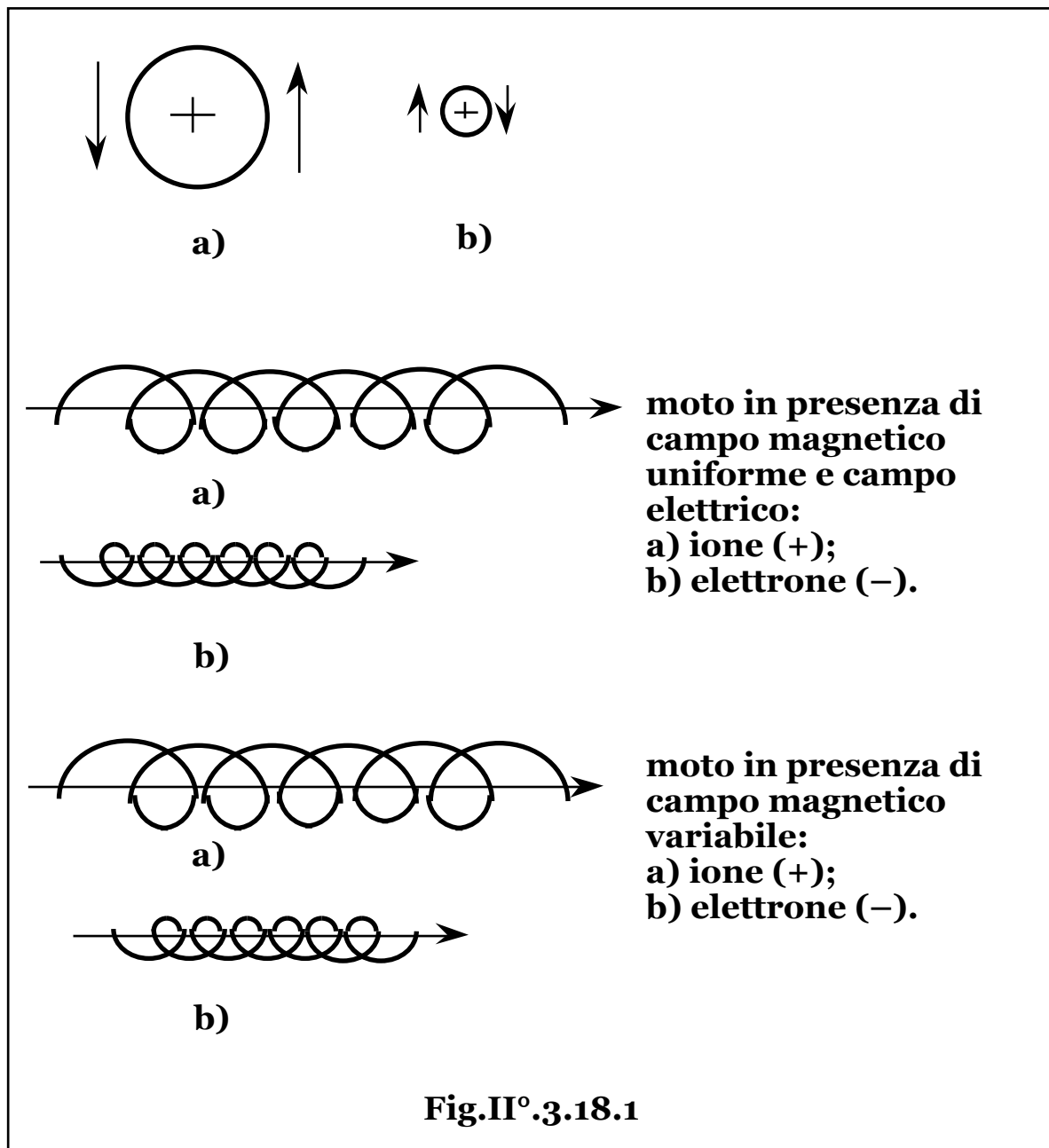
$$\frac{r_o}{r_i} = \frac{B_i}{B_o} \frac{v_{no}}{v_{ni}}.$$

Poichè la forza di interazione magnetica è sempre perpendicolare alla velocità della particella, risulta costante il momento della quantità di

moto rispetto al centro di istantanea rotazione:  $\bar{\mathbf{r}} \times \bar{\mathbf{v}} = \bar{\mathbf{r}} \mathbf{v}_n = \frac{m \mathbf{v}_n^2}{qB}$

e quindi:  $\frac{m \mathbf{v}_{ni}^2}{qB_i} = \frac{m \mathbf{v}_{no}^2}{qB_o}$ , da cui:  $\frac{v_{no}}{v_{ni}} = \sqrt{\frac{B_o}{B_i}}$  e quindi:  $r_o = r_i \sqrt{\frac{B_i}{B_o}}$ .

La traiettoria da circolare, (con eventuale collisione alla parete), in caso di campo magnetico costante, diviene quindi cicloidale con spostamento orizzontale della carica, (in direzione opposta per cariche positive e negative, con conseguente creazione di un campo elettrico), fino a impedire il contatto con la parete.



In generale cioè, una particella carica in moto, viene ostacolata a procedere nella direzione di un campo magnetico crescente in quanto al crescere del campo, diminuisce il raggio di curvatura della traiettoria e la particella viene deviata fino all'eventuale riflessione verso la zona a campo magnetico inferiore.

Il plasma può quindi rimanere separato da superficie solide, con il campo magnetico che agisce come una parete generando una pressione di contenimento.

Quantitativamente, essendo la densità di energia magnetica, ( $\text{J/m}^3$ ), o pressione magnetica, ( $\text{N/m}^2$ ), pari a:

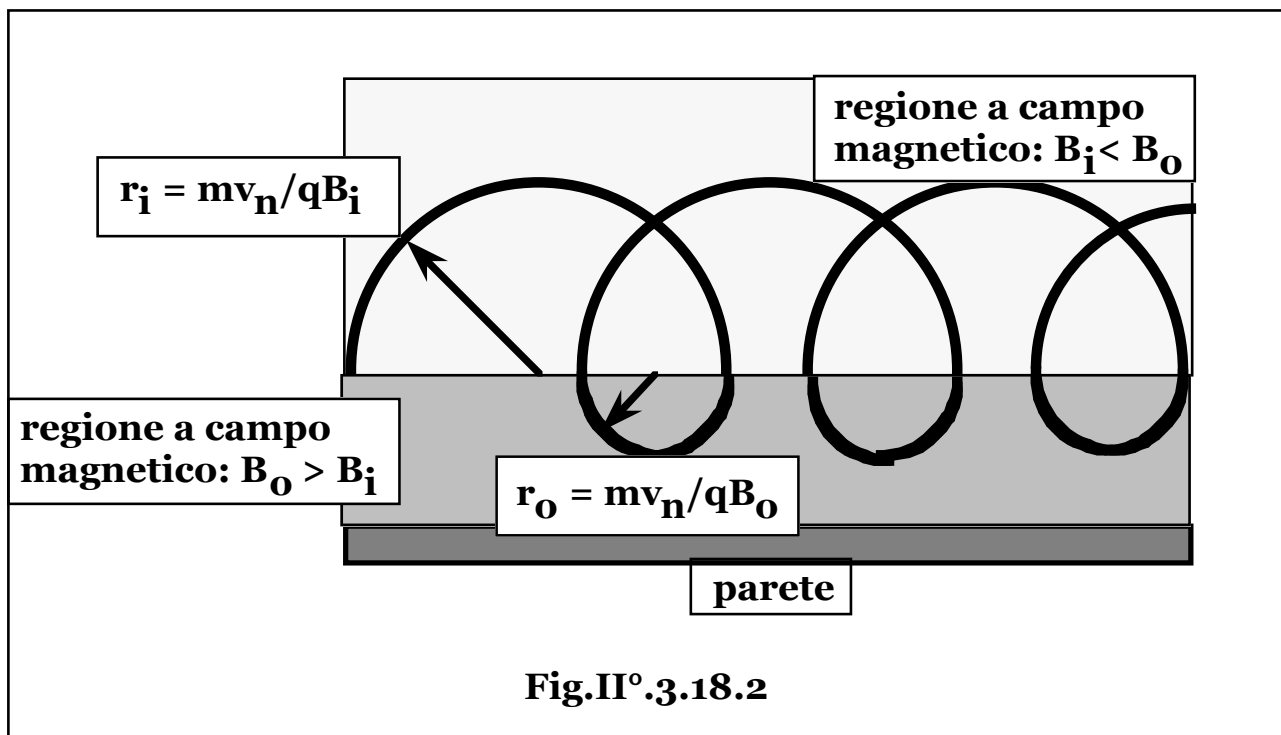
$$B^2/(2\mu_0), \quad (\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ mkg/C}^2),$$

detti  $\mathbf{B_i}$  e  $\mathbf{B_o}$  i campi interno ed esterno al plasma, dall'equilibrio di pressione si ottiene:

$$(n_e + n_i)kT + \frac{B_i^2}{2\mu_0} = \frac{B_o^2}{2\mu_0},$$

$$\text{ovvero: } (n_e + n_i)kT = \frac{B_o^2}{2\mu_0} - \frac{B_i^2}{2\mu_0} = \frac{B_o^2}{2\mu_0} \left(1 - \frac{B_i^2}{B_o^2}\right) = b \frac{B_o^2}{2\mu_0},$$

$$\text{con: } b = 1 - \frac{B_i^2}{B_o^2}, \quad (0 < b < 1).$$



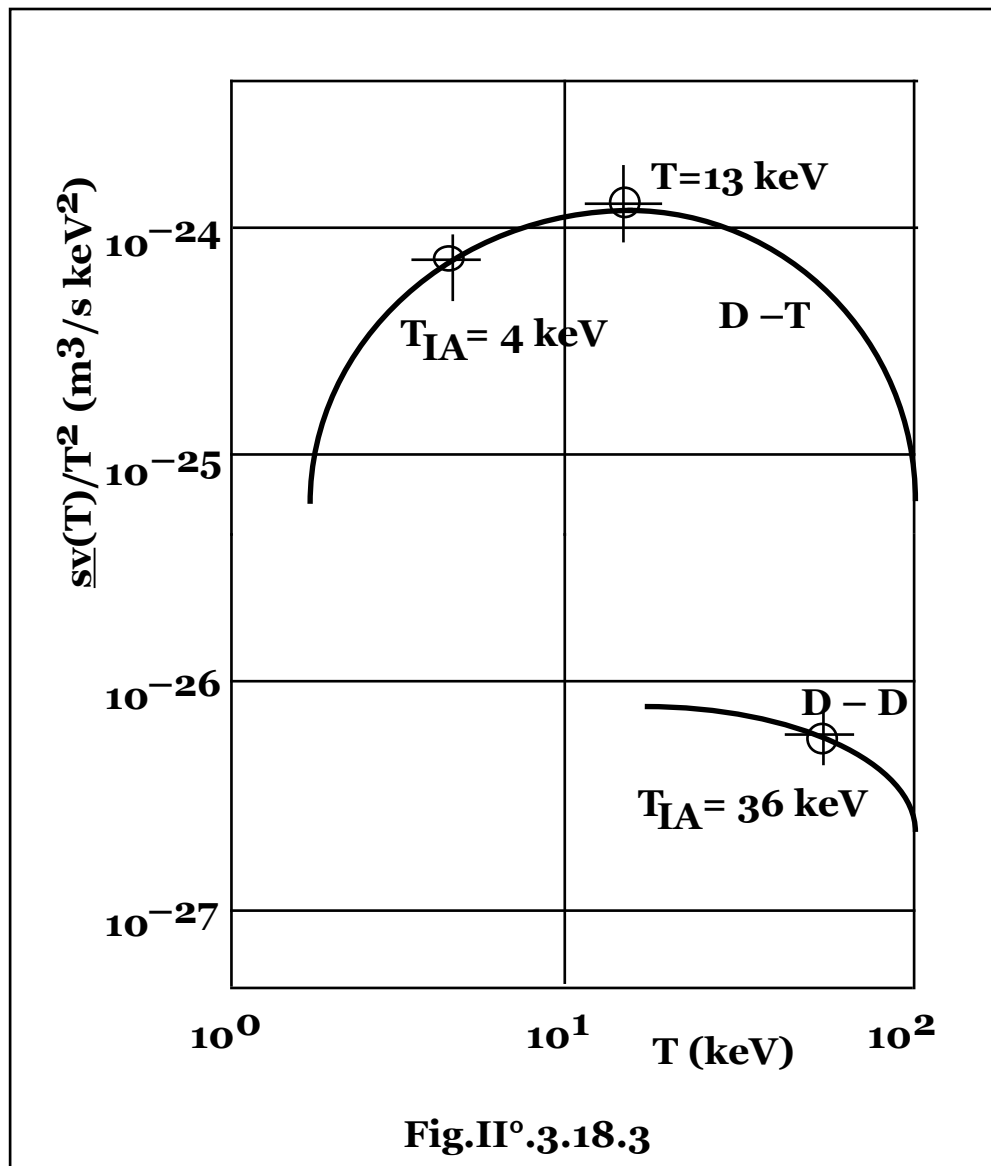
Per i tipici valori dei parametri, ( $n_i = n_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ;  $kT = 10 \text{ keV}$ ;  $b \sim 1/2$ ), si ha:  $B_o^2 = 2(4\pi \cdot 10^{-7})(2 \cdot 10^{21})(10^4)(1,6 \cdot 10^{-19})2 = 16$ , ovvero:  $B_o \sim 4 \text{ T}$ .

Il confinamento magnetico in condizioni termonucleari appare quindi, tecnicamente realizzabile.

Inoltre è più significativo considerare le grandezze non in funzione della temperatura, ma delle condizioni esterne che permettono di mantenere il plasma in dette condizioni termodinamiche.

Essendo la potenza:  $P_o = c_{10} \text{sv}(T) n^2$ , e in caso di contenimento magnetico:  $2nkT = bB_o^2/(2p_{mo})$ , si ottiene:  $P_o = \left( \frac{c_{10}b^2B_o^4}{16p_{mo}^2k^2} \right) \frac{\text{sv}(T)}{T^2}$ .

In **Fig.II°.3.18.3**, si riporta, in funzione della temperatura, l'andamento del parametro  $\text{sv}(T)/T^2$ , che, fissate le condizioni di impianto, risulta il reale parametro significativo per la valutazione della potenza generata.



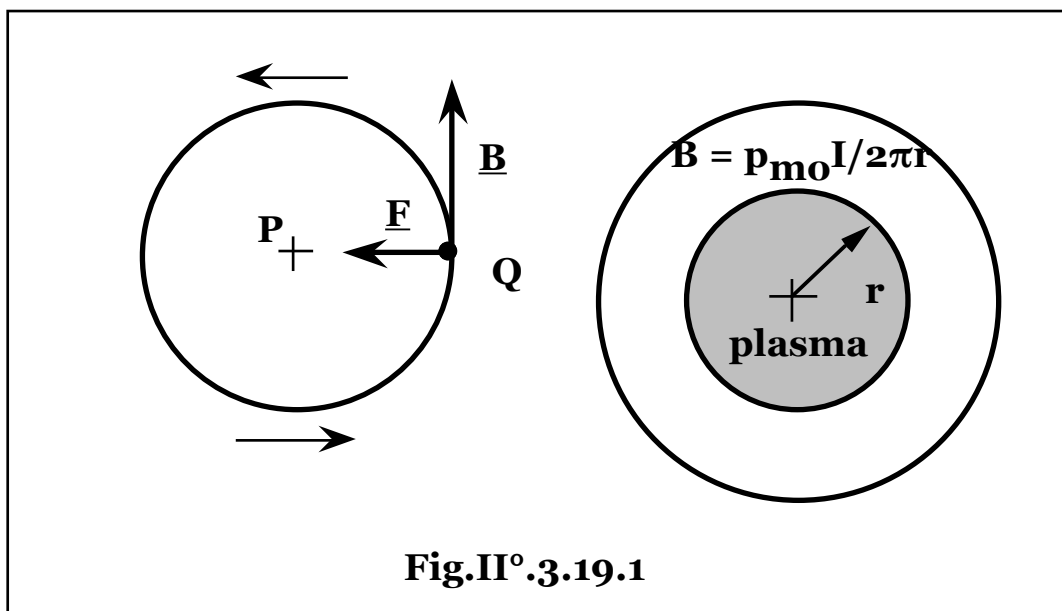
Il massimo di tale parametro identifica quindi la temperatura ottimale di funzionamento.

Per reazioni **DT** tale valore risulta: **T = 13 keV, (1,5 10<sup>8</sup> K)**, mentre per la reazione **DD** risulta inferiore alla temperatura ideale di ignizione, che appare pertanto il valore ottimale.

### § II°.3.19 – L'EFFETTO PINCH.

Il campo magnetico è il prodotto di cariche elettriche in moto e pertanto può essere generato tramite passaggio di correnti.

Fra due conduttori paralleli, di cui alle tracce **P** e **Q**, (**Fig.II°.3.19.1**), percorsi da corrente nello stesso verso, tramite la creazione di campi magnetici aventi linee di campo di forma circolare con centro nella traccia del conduttore, si manifesta una forza **F** attrattiva.



Pertanto il passaggio di una corrente attraverso un gas, (ionizzato per effetto Joule), crea un campo che comprime il plasma, con aumento di temperatura.

In caso di geometria cilindrica con corrente assiale, il campo magnetico risulta composto da circonferenze, (campo azimutale).

Detta **I** la corrente, dalla legge di circuitazione a distanza **r** dall'asse del

cilindro:  $\oint \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} d\mathbf{r} = I$ , si ottiene:  $\mathbf{B} = (\mu_0/2\pi r)I$ .

All'equilibrio deve risultare:  $(n_e + n_i) kT = B^2/(2\mu_0)$ , ovvero:

$$(n_e + n_i)kT = \frac{\mu_0 I^2}{8\pi^2 r^2}, \text{ da cui: } I^2 = \frac{(n_e + n_i)kT 8\pi^2 r^2}{\mu_0}.$$



Posto:  $(n_e + n_i) = 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ;  $kT = 10 \text{ keV}$ ;  $r = 0,1 \text{ m}$ , si ottiene:

$$I = 10^6 \text{ A.}$$

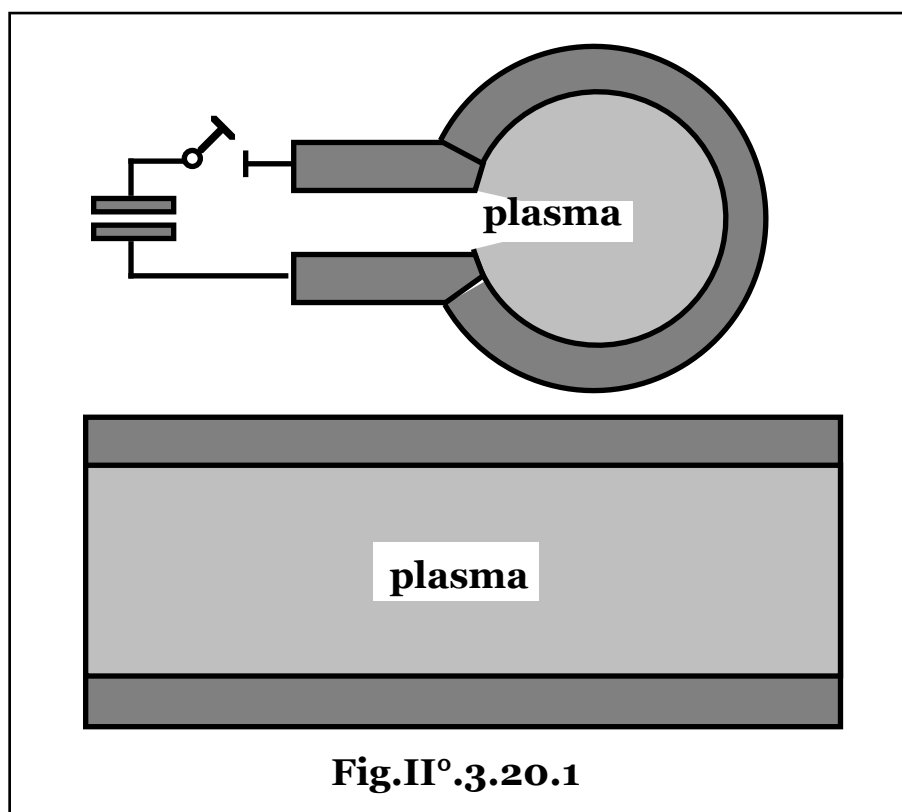
Esperimenti di strizione lineare, (linear pinch), di questo tipo sono ottenibili in maniera impulsata tramite scariche di batterie di condensatori alle estremità della colonna di plasma.

Appare comunque evidente l'impossibilità di mantenere simili correnti a causa degli effetti agli elettrodi a tali livelli di densità di corrente con collasso delle strutture ed emissione di atomi a elevato **Z**.

Lo schema è tuttavia attualmente proposto nel progetto "macchina Z", nel quale un'elevata scarica elettrica viene concentrata assialmente, (asse z), su una capsula metallica cilindrica di dimensioni di qualche centimetro, contenente diverse centinaia di filamenti di tungsteno di diametro pari al decimo di un capello, vaporizzandoli e comprimendo il plasma prodotto fino al raggiungimento di condizioni termonucleari per il tungsteno.

### § II°.3.20 – IL THETA PINCH O THETATRON.

All'interno di un solenoide percorso da corrente si genera un campo magnetico. E' dunque possibile generare un campo assiale tramite correnti azimutali. Nel dispositivo di **Fig.II°.3.20.1** una limitata corrente assiale rende il gas plasma e quindi conduttore.



Il successivo passaggio di corrente in senso azimutale crea il campo assiale di compressione.

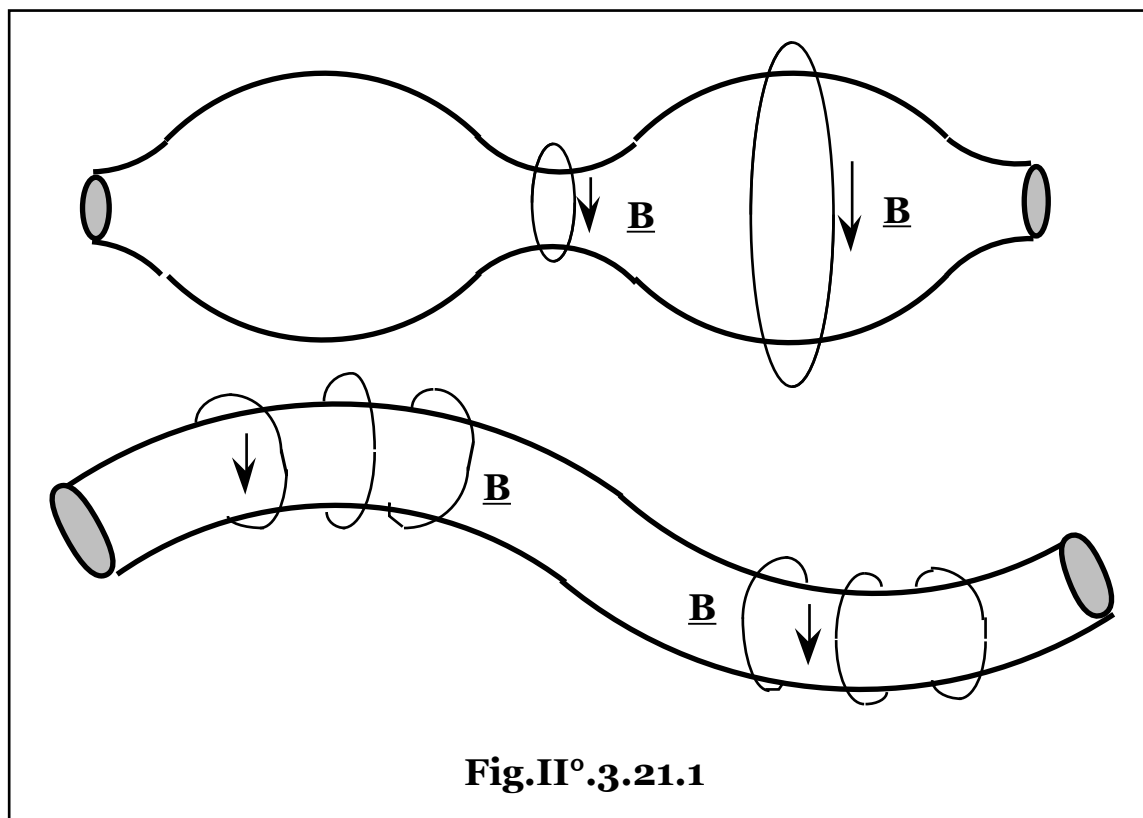
Infatti la legge di induzione elettromagnetica assicura che all'interno del plasma si generano correnti opposte a quelle primarie, in grado di neutralizzare il campo magnetico all'interno del plasma stesso.

Con esperimenti di questo tipo si sono ottenute temperature di circa **1 keV** e sono stati osservati neutroni termonucleari.

### § II°.3.21 – FENOMENI DI INSTABILITA'.

I problemi di instabilità dei plasmi prodotti risultano i più gravi da risolvere a tutt'oggi.

I fenomeni non sono ancora completamente conosciuti e a livello costruttivo sono state proposte le più svariate soluzioni per evitare collassi di instabilità del plasma, che comportano perdita della geometria di confinamento con conseguente raffreddamento per espansione e contatto con le pareti dei contenitori.



In **Fig.II°.3.21.1** sono qualitativamente schematizzati i casi più semplici di instabilità di tipo macroscopico. L'instabilità "a restringimento" si verifica essendo:  $\mathbf{B} = \mathbf{I} \mathbf{p}_{mo}/2\pi \mathbf{r}$ , con  $\mathbf{I}$  = costante,

per cui una eventuale strizione, diminuendo  $r$  aumenta il campo  $B$  con tendenza progressiva sino alla separazione della colonna di plasma. L'instabilità "a gobba" si verifica in quanto un inizio di curvatura della colonna infittisce le linee di campo all'interno, (intradosso), della curva e viceversa all'esterno, (estradosso), con conseguente accentuazione del fenomeno fino al collasso.

In pratica la colonna tende a una struttura a elica in moto rotatorio.

### § II°.3.22 – SPECCHI MAGNETICI.

Le fughe alle estremità nei sistemi a strizione assiale o azimutale dei plasmi da fusione, possono essere limitate con l'impiego di specchi magnetici.

Poichè la forza di interazione magnetica è sempre perpendicolare alla velocità della particella, risulta costante il momento della quantità di moto rispetto al centro di istantanea rotazione, nonchè, per assenza di lavoro compiuto, l'energia cinetica della particella stessa.

Essendo per ogni particella:  $r = m v_n / qB$ , si ottiene quindi:

$$\bar{r} \times \bar{v} = r v_n = \frac{m v_n^2}{qB} = \text{costante}; \quad \frac{1}{2} m v_n^2 + \frac{1}{2} m v_p^2 = \text{costante}.$$

Con la disposizione di spire, andamento delle linee di flusso e intensità di campo magnetico in funzione della distanza riportate in **Fig.II°.3.22.1**, indicando con i pedici  $o$  e  $m$ , le grandezze al centro e all'estremità del sistema, si ha:

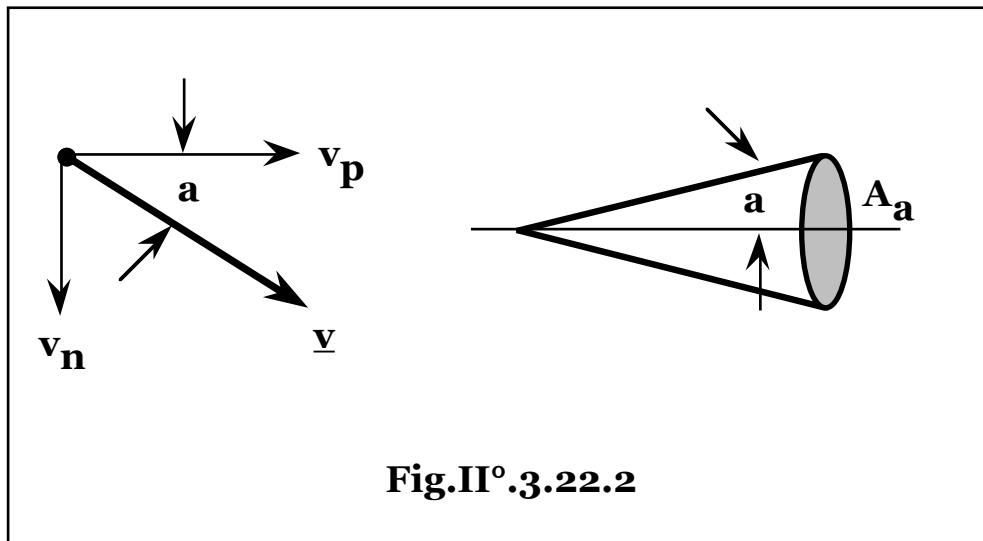
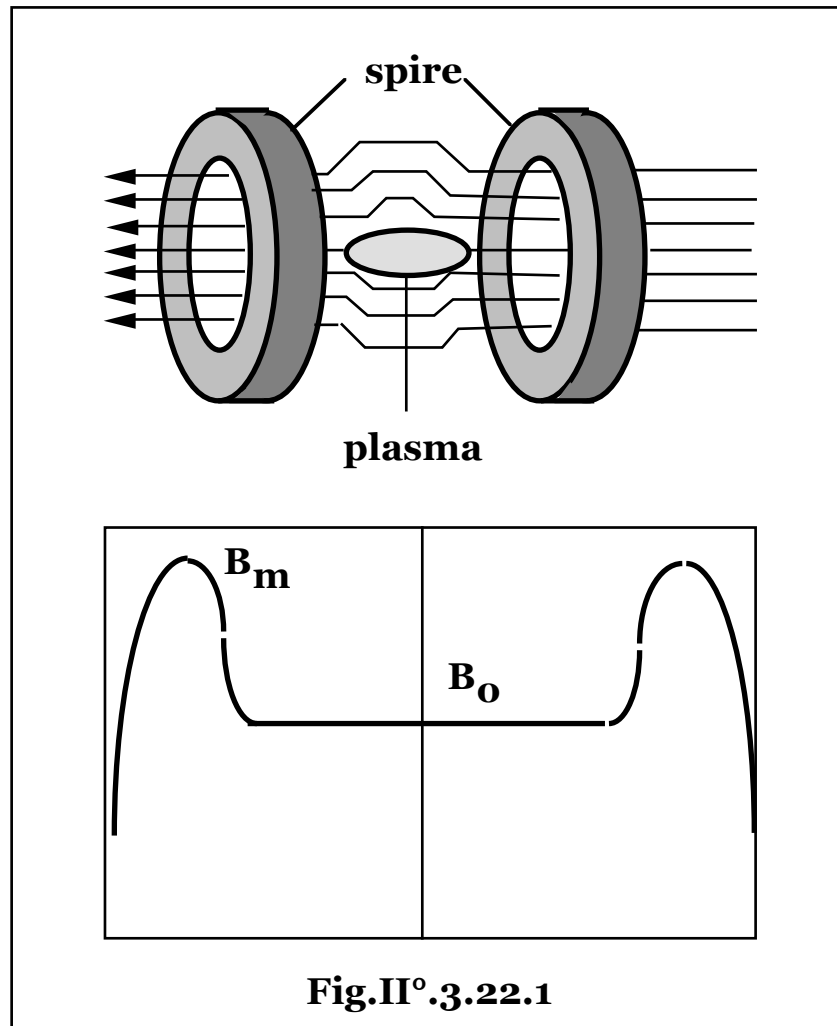
$$\frac{\left(v_n^2\right)_o}{\left(v_n^2\right)_m} = \frac{B_o}{B_m}; \quad \left(v_n^2\right)_o + \left(v_p^2\right)_o = \left(v_n^2\right)_m + \left(v_p^2\right)_m,$$

da cui:  $\left(v_p^2\right)_m = \left(v_p^2\right)_o - \left(v_n^2\right)_o \left(\frac{B_m}{B_o} - 1\right).$

La condizione di riflessione limite, ovvero all'estremità:  $(v_p)_m = 0$ ,

risulta quindi:  $\frac{(v_p)_o}{(v_n)_o} = \sqrt{\frac{B_m}{B_o} - 1}$ , e quella globale di contenimento:

$$\frac{(v_p)_o}{(v_n)_o} \leq \sqrt{\frac{B_m}{B_o} - 1}.$$



Poichè, (**Fig.II° 3.22.2**), si ha:  $(\underline{v}_p)_o/(\underline{v}_n)_o = \text{ctga}$ , la condizione geometrica risulta:  $\text{tga} > \frac{1}{\sqrt{\frac{B_m}{B_0} - 1}}$ , ovvero:  $\frac{\sin a}{\sqrt{1 - \sin^2 a}} > \sqrt{\frac{B_0}{B_m - B_0}}$ ,

ed elevando a quadrato:  $\frac{\sin^2 a}{1 - \sin^2 a} > \frac{B_o}{B_m - B_o}$ , da cui:  $\sin a > \sqrt{\frac{B_o}{B_m}}$ .

Lo specchio magnetico è quindi in grado di trattenere le particelle il cui vettore velocità è esterno al cono di fuga di semiapertura **a**.

Per distribuzione isotropa di velocità, la probabilità di fuga è quindi pari al rapporto fra l'angolo solido di fuga, (**A<sub>a</sub>**), e il semispazio **2π**, (il fenomeno è simmetrico a entrambe le estremità), ovvero:

$$\begin{aligned} A_a/2\pi &= 1/2\pi \int_0^a 2\pi \sin a \, da = 1 - \cos a = \\ &= 1 - \sqrt{1 - \frac{B_o}{B_m}} \approx 1 - \left(1 - \frac{B_o}{2B_m}\right) = \frac{B_o}{2B_m}. \end{aligned}$$

Tutte le geometrie, aperte alle estremità, risultano chiaramente inadatte all'ottenimento di sistemi a funzionamento continuo e sono risultate unicamente strumenti di laboratorio per lo studio dell'ottenimento e del comportamento dei plasmi.

### § II°.3.23 – IL TOKAMAK, (TOroidalnj KAMERA MAKina).

Il tipo di geometria di maggiore diffusione per il confinamento magnetico di plasmi da fusione, nelle filiere di ricerca di tutto il mondo, (a meno di progetti alternativi minori quali l'Ignitor, gli Stellarators e i RFP, Reversed Field Pinches, con campi di diversa intensità e quindi densità e temperature più o meno elevate, nonché geometria, dimensioni e strutture differenti, ma comunque basati sullo stesso principio di confinamento magnetico), risulta quello toroidale, (**Fig.II°.3.23.1**), inizialmente a sezione circolare e in seguito mutato in sezioni a "D".

In questo dispositivo, (proposto dal fisico sovietico Igor Kurciatov nel 1956), si realizza un primo riscaldamento ohmico del plasma contenuto nel toro, concatenandolo come secondario con un circuito primario alimentato dalla scarica di un banco di condensatori o da macchine impulsate a corrente continua, ottenendo temperature non superiori al **keV**, oltre le quali la diminuzione di resistenza del plasma, le difficoltà di trasferimento di energia dagli elettroni agli ioni e le perdite radiative, ne limitano l'efficacia.

Intervenendo con iniezione di ioni accelerati ad altissime energie e/o inducendo correnti oscillanti tramite bobine esterne o guide d'onda a radiofrequenze prossime agli assorbimenti di risonanza del plasma, (microonde dell'ordine della decina di **GHz**), è possibile giungere fino a temperature di **3 ÷ 4 keV**.

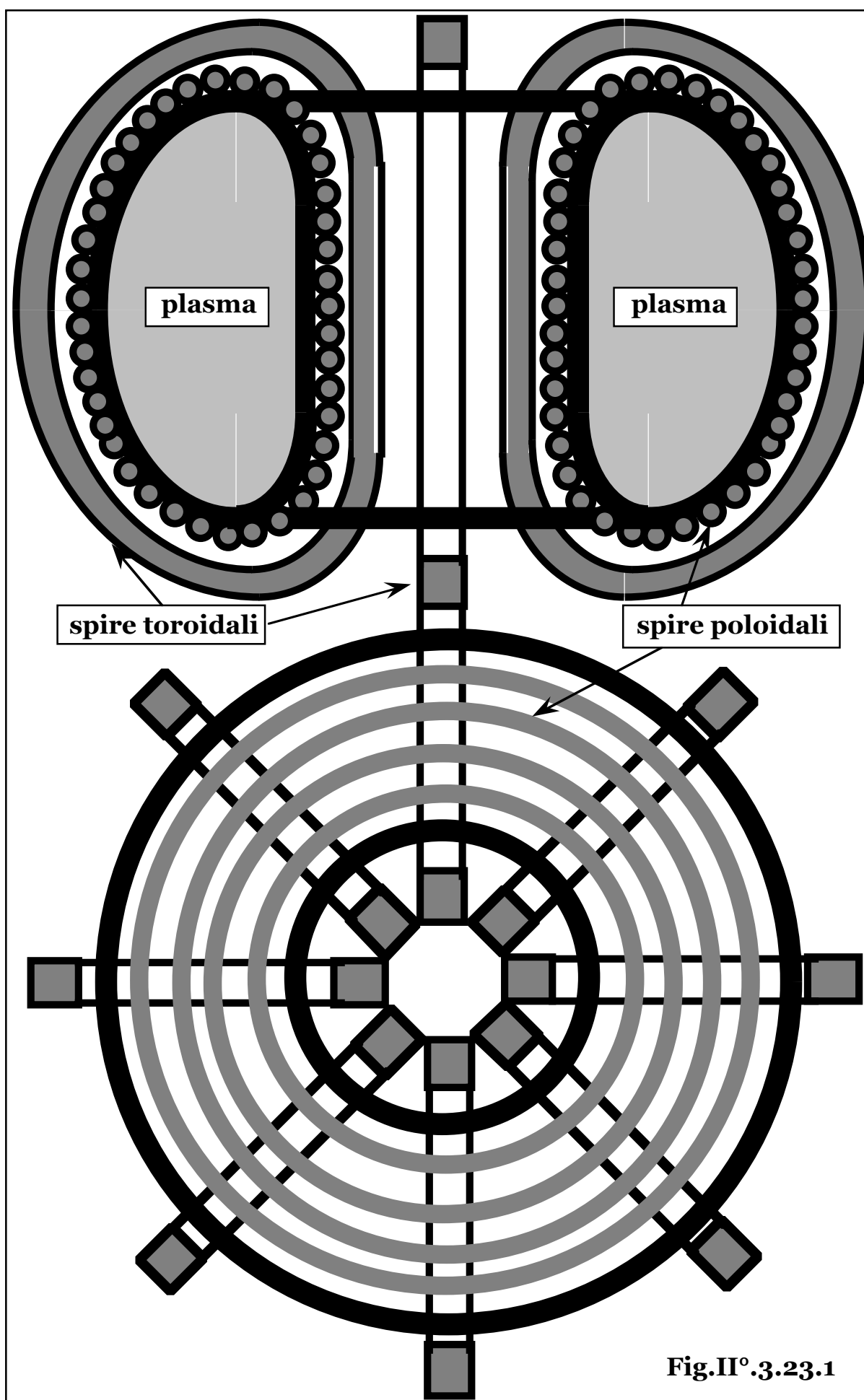


Fig.II°.3.23.1

Ottenuto lo stato di plasma a tali livelli di temperatura, viene immessa corrente negli avvolgimenti toroidali, con conseguente creazione di un campo magnetico lungo le linee assiali del toro, (campo toroidale), e conseguente compressione magnetica del plasma fino al raggiungimento delle temperature di fusione.

Il campo toroidale generato dalla corrente **I** immessa negli avvolgimenti toroidali risulta:  **$B = nI\mu_0/2\pi r$** , con **n** numero di spire, per cui il solo campo toroidale risulta decrescente verso la periferia e non permette quindi, configurazioni stabili, ma spinge la colonna di plasma verso le pareti esterne.

Inoltre l'interazione fra la corrente indotta nel plasma e il campo toroidale, comporta una separazione di cariche con gli ioni che tendono a essere confinati nella parte superiore e gli elettroni in quella inferiore con conseguente generazione di un campo elettrico diretto verticalmente verso il basso.

Occorre pertanto creare all'interno del plasma un secondo campo magnetico, (campo poloidale), ortogonale al primo, indotto da correnti che circolando in una bobina poloidale esterna al toro generano tramite concatenamento elettrodinamico, correnti lungo l'asse del toro stesso e quindi un campo poloidale, con ottenimento di un campo totale composto da curve elicoidali avvolte sulla superficie toroidale.

Le temperature dei magneti superconduttori scendono fino a **1,8 K** con elio superfluido, (l'elio condensa a  $1,6 \div 4,2$  K al variare della pressione e solidifica alla temperatura di circa 1 K a 25 bar).

Con magneti superconduttori al niobio-titanio, (NbTi), a densità di corrente nei conduttori dell'ordine di  **$0,5 \cdot 10^9$  A/m<sup>2</sup>**, possono ottenersi campi fino a:  **$B = 8 \div 9$  T**, mentre con leghe intermetalliche come il niobio-stagno, (Nb<sub>3</sub>Sn), è possibile giungere a campi:  **$B = 12 \div 13$  T**.

In prospettiva sono allo studio composti niobio-alluminio, (Nb<sub>3</sub>Al), niobio-alluminio-germanio, [Nb<sub>3</sub>(AlGe)], per campi fino a **30 T** e infine, con lo sviluppo dei superconduttori ad alta temperatura, si prevede la futura possibilità di refrigerazione ad azoto liquido, (**77 K**).

Per i materiali strutturali criogenici appaiono particolarmente indicate le leghe Fe-Cr-Ni e Fe-Mn-Cr.

Le pareti di contenimento del plasma dovendo sostenere intensi flussi di scambio termico con il plasma stesso ed elevati flussi neutronici, (circa un ordine di grandezza superiori a quelli presenti nei tipici reattori a fissione), con carichi fino a **20 MW/m<sup>2</sup>** e con vita dell'ordine di **1.000** ore, sono munite di rivestimenti protettivi composti da materiali a basso **Z**, (berillio o composti di grafite e fibre di carbonio o carburo di silicio),

per contenere le perdite radiative dovute alle impurità emesse dalle pareti.

Il dispositivo risulta dunque composto da un primo contenitore del plasma come barriera di protezione contro i carichi termici e i fenomeni erosivi indotti dal plasma, dal mantello comprendente gli schermi di abbattimento del flusso neutronico nei confronti dei materiali esterni e da cui si estrae il calore di rallentamento e assorbimento dei neutroni, nonché il trizio prodotto, e dall'insieme delle bobine superconduttrici per la generazione dei campi magnetici, (poloidale variabile e toroidale statico).

### § II°.3.24 – LO STATO DELLA RICERCA.

Le condizioni da soddisfare per la realizzazione di un reattore a fusione sono sufficienti valori della temperatura del plasma e l'autosostentamento energetico quantificato dal criterio di Lawson, che impone valori del parametro  $nt$  non inferiori a un ordine di grandezza di  $10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}$ , con, in pratica, tempi di confinamento non inferiori al secondo per permettere l'autoriscaldamento del plasma per dissipazione dell'energia associata alle particelle  $\alpha$  di fusione.

Pertanto le problematiche tecnologiche fondamentali sono relative alla possibilità di riscaldamento del plasma e al mantenimento e controllo del plasma stesso.

L'energia termica contenuta in plasma da fusione fra due tipi di particelle di densità:  $n_1$  e  $n_2$ , posto:  $n_1 = n_2 = n/2$ , vale:

$$2 \left( \frac{3}{2} \right) (n_1 + n_2) kT = 3 nkT.$$

Il bilancio energetico durante il transitorio di riscaldamento risulta, quindi:  $3nk \frac{dT}{dt} = Q_e - Q_u$ , avendo indicato con  $Q_e$  la potenza ricevuta dal plasma per effetto joule più eventuali contributi di iniezione di particelle ad alta energia o sistemi a radiofrequenza e con  $Q_u$  la potenza emessa dal plasma.

Il tempo:  $t_e = \frac{3nkT}{Q_u} = \frac{3nkT}{Q_e - 3nk \frac{dT}{dt}}$ , rapporto fra l'energia contenuta

nel plasma e la potenza ceduta dal plasma stesso, risulta, quindi, la costante di perdita di energia del plasma alle pareti, ovvero il tempo di raffreddamento del plasma da assumersi, pertanto, come periodo caratteristico necessario alla fusione, tenuto conto del periodo necessario al riscaldamento del plasma.



In base a questo parametro è possibile esprimere il criterio di Lawson in maniera diretta imponendo che la potenza generata per fusione risulti superiore alle perdite totali, permettendo il sostentamento del plasma:

$$P_{12} > Q_u, \text{ ovvero: } q n_1 n_2 s v_{12}(T) > \frac{3(n_1 + n_2)kT}{t_e}.$$

Nell'ipotesi che la dipendenza del prodotto  $sv$  con la temperatura, (nell'intervallo di interesse), sia quadratica, [ $sv(T) = c_{sv}T^2$ ], si ottiene, (nell'ipotesi che il plasma si trovi comunque al di sopra della temperatura ideale di ignizione):

$$q \frac{n^2}{4} c_{sv} T^2 > \frac{3nkT}{t_e}, \text{ da cui: } nt_e T > \frac{12k}{q c_{sv}}.$$

Per reazioni  $DT$ , tenuto conto che l'energia trattenuta nel plasma, (relativa alle particelle cariche), è  $1/5$  di quella totale, risulta:

$$\frac{n^2}{4} c_{DT} T^2 \frac{q}{5} > \frac{3nkT}{t_e}, \text{ da cui: } nt_e T > \frac{60k}{q c_{DT}} \sim 5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ s keV}.$$

Per l'illustrazione delle prestazioni delle macchine sperimentali realizzate nei successivi periodi in funzione dei domini richiesti per il funzionamento del reattore, oltre al diagramma di Lawson, ( $nt - T$ ), è d'uso impiegare il diagramma  $nt_e T - T$ , (**Fig.II°.3.24.1**), con  $T$  temperatura ionica e ove nel parametro  $nt_e T$ , indicato come prodotto di fusione, (o parametro di merito), per il tempo di confinamento si assume la costante di perdita di energia del plasma alle pareti, ( $t_e$ ).

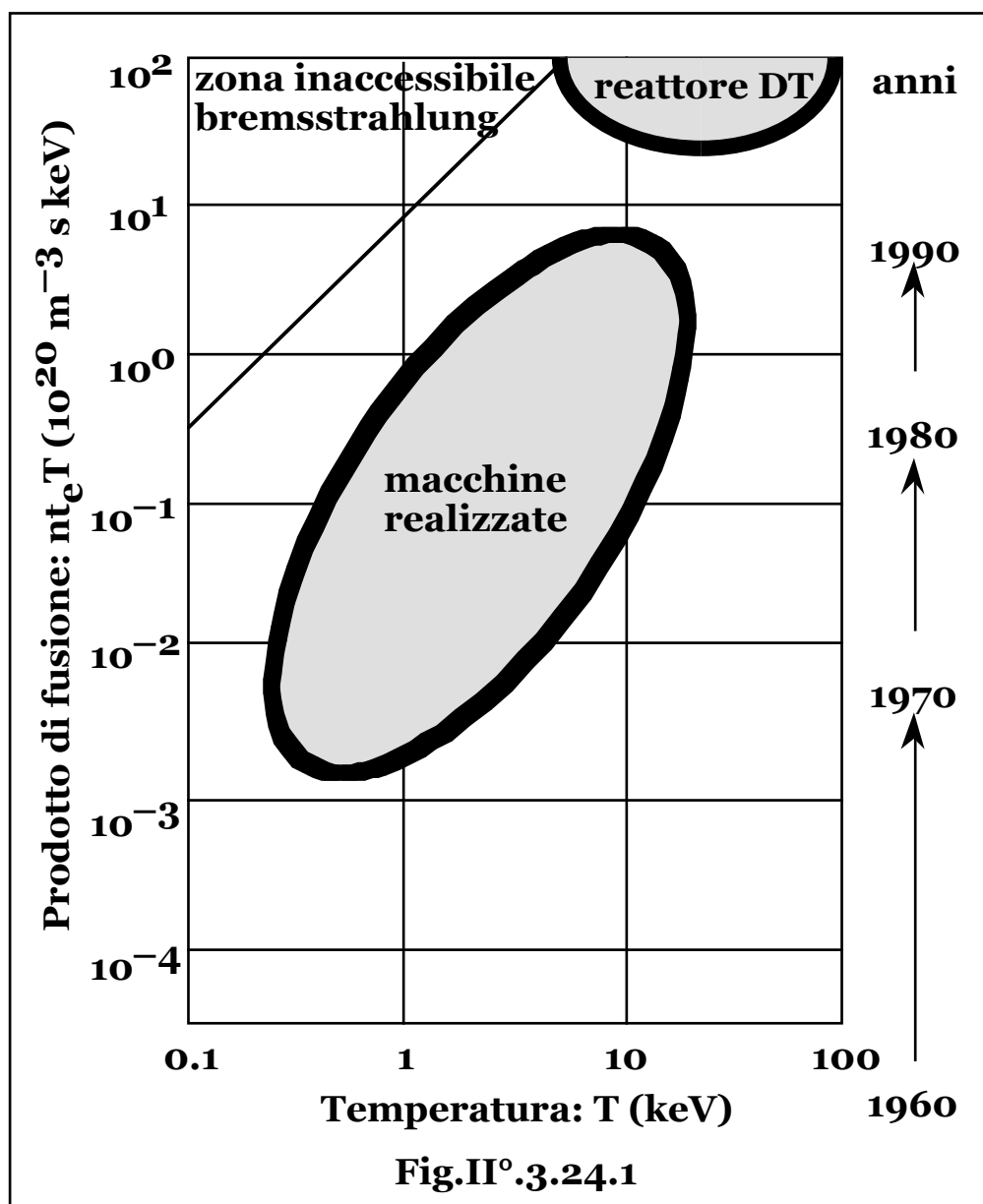
Le principali realizzazioni Tokamak dell'ultima generazione sono:

- TFTR, (Tokamak Fusion Test Reactor), USA, 1982;
- JET, (Joint European Torus), Comunità Europea, 1984;
- JT-60, Giappone, 1985;
- T-15, URSS, 1985;
- Tor-Supra, Francia.

A tutt'oggi il valore massimo del parametro di merito è stato raggiunto col JT-60-U, in Giappone, ( $nt_e T = 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ s keV}$ ), mentre nell'esperimento più significativo del JET, sono state raggiunte temperature:  $T \geq 10 \text{ keV}$ , valori di  $nt_e T = 9 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s keV}$ , tempi di confinamento di  $1,2 \text{ s}$ , superando le condizioni di pareggio fra la potenza liberata dalla fusione, ( $1,5 \div 2,6 \text{ MW}$ ), e quella totale di riscaldamento del plasma, (con rapporto pari a  $1,15 \div 1,25$ ).

In Italia, oltre a realizzazioni minori presso laboratori del CNR, gli impianti di maggiore rilievo sono realizzati presso i laboratori dell'ENEA

di Frascati, in cui si sono ottenute, nei primi anni 80, temperature di circa **1 keV** e valori di  **$nt \sim 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}$** .



Mentre in Italia dopo l'FT, (Frascati Tokamak), è già ultimato l'FTU, (Frascati Tokamak Upgrade), con impiego di riscaldamento a radiofrequenza, l'Europa guarda al futuro con il NET, (Next European Torus), con impiego di magneti superconduttori e rigenerazione del combustibile tramite ciclo del litio.

Le leggi di scala determinate in base agli esperimenti effettuati sulle configurazioni tokamak esistenti al mondo, ormai sufficientemente affidabili, indicano per un sistema assimilabile a un reattore a fusione una potenza, (di fusione), non inferiore al **GW**, per un volume del

reattore dell'ordine di  **$10^3 \text{ m}^3$**  e con funzionamento che si intende stazionario per impulsi non inferiori al periodo caratteristico del plasma, dell'ordine di **1.000 s**.

E' stato, quindi, avviata a livello internazionale, (Unione Europea, Giappone, Russia, USA, Cina, Corea del Sud), una collaborazione per lo studio di fattibilità, progetto e realizzazione di un reattore a fusione nucleare denominato ITER, (International Thermonuclear Experimental Reactor), a Cadarache, (Francia), con riscaldamento tramite onde a radiofrequenza e/o iniezione di particelle ad alta energia. La potenza di fusione è stata fissata in **500 MW** per un tempo di funzionamento di alcune centinaia di secondi e rapporto atteso fra l'energia generata e quella assorbita fino a un ordine di grandezza.

La corrente all'interno della colonna di plasma, di dimensioni, (raggio maggiore/minore), pari a: **6,2/2,0 m**, per un volume di **837 m<sup>3</sup>**, risulta di **10 MA**, la temperatura del plasma di **100** milioni di gradi.

I magneti a superconduttori, (10.000 t), con avvolgimenti di niobato di stagno generano un campo di circa **6 T**.

Data la ridotta densità del plasma la quantità totale di combustibile contenuta all'interno del reattore, risulta si soli alcuni grammi.

Il prospettiva infine, si prevede la realizzazione di un primo reattore dimostrativo, (denominato DEMO), a funzionamento continuo.

### **§ II°.3.25 – IL CONFINAMENTO INERZIALE.**

Nei sistemi a confinamento magnetico di plasmi di fusione è prevista un'evoluzione tecnologica di impianto e di capacità di controllo per la realizzazione di reattori a regime di funzionamento impulsato con periodi di esercizio a durata crescente, fino al raggiungimento di condizioni di regime permanente con erogazione di potenza costante.

Tuttavia in presenza di una qualunque fonte di energia di reazione è possibile generare potenza, oltre che a regime costante, anche in maniera discontinua con impulsi discreti, ovvero provocando inneschi spontanei di reazione incontrollati, di limitata potenza, o miniesplosioni, come nel campo della generazione termomeccanica nel quale accanto sistemi a generazione costante, (impianti a turbina), esistono dispositivi, (motori a combustione interna), a impulsi discreti, (scoppi).

Nel campo della fusione termonucleare, una reazione esplosiva con bilancio positivo di energia, può essere ottenuta se è possibile portare il combustibile a temperatura superiore all'ignizione e mantenerlo per un tempo, (pari a quello necessario all'espansione che consegue alla liberazione dell'energia relativa all'esplosione non essendo presente

alcun dispositivo di contenimento), sufficiente alla reazione di una frazione di combustibile che renda un'energia almeno uguale a quella spesa per il riscaldamento del combustibile stesso.

Si ha in questo caso un confinamento inerziale, ovvero un confinamento ottenuto dalla stessa inerzia della materia a espandersi.

Il tempo di confinamento risulta, quindi, fissato e pari al rapporto fra le dimensioni lineari del combustibile, (**R**), e la velocità di disgregazione del materiale, (**v**):  $t \sim R/v$ , con la velocità di disgregazione del materiale che può essere assunta come paragonabile a quella termica delle particelle, ovvero ottenibile dalle relazioni:

$$\frac{1}{2} m_D v_D^2 = \frac{3}{2} kT, \text{ da cui: } v_D = \sqrt{\frac{3kT}{m_D}}, \text{ (deuterio);}$$

$$\frac{1}{2} m_T v_T^2 = \frac{3}{2} kT, \text{ da cui: } v_T = \sqrt{\frac{3kT}{m_T}}, \text{ (trizio),}$$

$$v_{DT} = 1/2(v_D + v_T) = \frac{1}{2} \sqrt{3kT} \left( \sqrt{\frac{1}{m_D}} + \sqrt{\frac{1}{m_T}} \right).$$

con:  $m_D = 3,3535 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ ;  $m_T = 5,02365 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ .

La densità di ioni, (**n**), vale:

$$n = n_D + n_T = \frac{d_{sD} N_A}{M_D} + \frac{d_{sT} N_A}{M_T} = \frac{d_{sD}}{m_D} + \frac{d_{sT}}{m_T},$$

essendo:  $M_D = m_D/m_p = m_D N_A$ ;  $M_T = m_T/m_p = m_T N_A$ .

La densità totale, vale:  $d_s = d_{sD} + d_{sT}$ , con:  $d_{sD}/d_{sT} = m_D/m_T$ ,

essendo:  $n_D = n_T$ , da cui:

$$d_{sD} = \frac{d_s}{1 + \frac{m_D}{m_T}} \frac{m_D}{m_T} = \frac{m_D}{m_D + m_T} d_s;$$

$$d_{sT} = \frac{d_s}{1 + \frac{m_T}{m_D}} \frac{m_T}{m_D} = \frac{m_T}{m_D + m_T} d_s,$$

$$\text{e quindi: } n = n_D + n_T = \frac{2d_s}{m_D + m_T} = \frac{d_s}{\frac{m_D + m_T}{2}} = \frac{d_s}{m_{DT}},$$

con:  $m_{DT} = (1/2)(m_D + m_T) = 4,188565 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ .

## Il Criterio di Lawson nel Confinamento Inerziale.

Per una miscela **DT**, essendo la condizione di Lawson:

$n_0 t \geq \frac{12kT}{q - 6kT} \frac{1}{sv_{DT}}$ , (modello rigoroso), ovvero:  $nt \geq \frac{12kT}{qsv_{DT}}$ , per:

$n_0 sv_{DT} t \ll 1$ , (coincidente con la relazione rigorosa, per:  $6kT \ll q$ ), nel confinamento inerziale, il Criterio di Lawson, che come criterio energetico mantiene la sua validità generale, il parametro limite, ( $nt$ ),

diviene:  $nt = \frac{d_s}{m_{DT}} \frac{R}{v_{DT}}$ , e a meno delle costanti:  $d_s R$ . Si ottiene

quindi:  $d_s R \geq \frac{12kT}{q - 6kT} \frac{m_{DT} v_{DT}}{sv_{DT}}$ , ovvero:  $d_s R \geq \frac{12kT}{qsv_{DT}} m_{DT} v_{DT}$ .

A temperature di **5 keV**, la condizione:  $nt \geq \frac{12kT}{qsv_{DT}}$ , diviene:

$d_s R \geq \frac{12kT}{qsv_{DT}} m_{DT} v_{DT} = 2,435110 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}$ , risultando:

$sv_{DT}(5 \text{ keV}) = 1,4 \cdot 10^{-23}$ ;  $v_{DT}(5 \text{ keV}) = 7,685802 \cdot 10^5$ , da cui:

$d_s R \geq 0,78392 \text{ kg/m}^2$ , con frazione, ( $u$ ), di combustibile che reagisce:

$u = 6kT/q = 1,7045 \cdot 10^{-3}$ .

Il rapporto fra l'energia totale di fusione, ( $qn/2$ ), e quella di riscaldamento, ( $2 \times 3/2nkT$ ), ovvero:  $q/6kT$ , infatti, è indipendente dal sistema di contenimento, per cui anche nel caso di fusione a confinamento inerziale, nelle condizioni limite di Lawson, si ha un ridotto utilizzo del combustibile.

Fissato per la densità del combustibile allo stato solido, (una miscela criogenia deuterio-trizio a 13 K), e pressione ordinaria, (il deuterio presenta un punto triplo a 18 K, per un densità di  $195 \text{ kg/m}^3$ ), il valore:  $d_s \approx 200 \text{ kg/m}^3$ , si ottiene quindi:  $R \sim 3,9196 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ , per una massa:  $(4/3)\pi R^3 d_s = 5,0448 \cdot 10^{-5} \text{ kg}$ , e un'energia liberata pari a:

$$\frac{4}{3} \pi R^3 d_s \frac{q}{2 M_{DT}} \frac{N_A}{u} = \frac{4}{3} \pi R^3 d_s \frac{q}{2 M_{DT}} \frac{N_A}{q} \frac{6kT}{q} = 4 \pi R^3 d_s \frac{N_A}{M_{DT}} kT =$$

$= 2,89 \cdot 10^7 \text{ J}$ , a fronte di un'energia liberata per fusione completa:

$$\frac{4}{3} \pi R^3 d_s \frac{q}{m_{DT}} \frac{1}{2} = 1,6958 \cdot 10^{10} \text{ J}, \text{ con rapporto pari al fattore di utilizzo:}$$

$u = 6kT/q = 1,7045 \cdot 10^{-3}$ .

L'energia, ( $E_L$ ), di riscaldamento vale:

$$E_L = \frac{4}{3} \pi R^3 2(n_D + n_T) \frac{3}{2} kT = \frac{4}{3} \pi R^3 \frac{2d_s N_A}{M_{DT}} \frac{3}{2} kT \sim 10^6 \text{ J},$$

essendo trascurabile l'energia di compressione, ( $\sim 1\%$ ), nei confronti di quella di riscaldamento.

Il tempo di disgregazione:  $t_D = R/v_{DT}$ , risulta:

$$t_D = \frac{R}{v_{DT}} \approx 5,1 \cdot 10^{-9} \text{ s.}$$

Il tempo necessario alla fusione, ( $t_F$ ), assunto come paragonabile al tempo medio di collisione di fusione fra i nuclei:

$$t_F = \frac{1}{n \cdot v_{DT}} = \frac{1}{\frac{d_s}{m_{DT}} \cdot v_{DT}} \sim 1,4959 \cdot 10^{-6} \text{ s.}$$

In tali condizioni quindi si otterrebbe la combustione della frazione:

$$\frac{t_D}{t_F} = d_s R \frac{v_{DT}}{v_{DT} m_{DT}} = 2 \frac{6kT}{q} = 3,4091 \cdot 10^{-3}, \text{ del combustibile.}$$

Per l'incremento del fattore di utilizzo, tuttavia, non è possibile intervenire sul tempo di confinamento che dipende dall'inerzia della materia ad espandersi, a meno di non aumentare il valore delle dimensioni del sistema, ( $R$ ), fino a rilasci di energia incontrollabili e occorre quindi agire sulla densità del combustibile.

Infatti poichè la massa del combustibile:  $(4/3)\pi R^3 d_s$ , è costante, le grandezze  $R$  e  $d_s$  non sono indipendenti, ma riducendo di un fattore  $f$  la dimensione lineare, la densità aumenta di un fattore  $f^3$ .

Volendo eguagliare i due tempi caratteristici, posto:  $t_D = t_F$ , si ottiene:

$$\frac{1}{f} t_D = \frac{1}{f^3} t_F, \text{ ovvero: } \frac{1}{f} \frac{R}{v_{DT}} = \frac{1}{f^3} \frac{1}{\frac{d_s}{m_{DT}} \cdot v_{DT}},$$

$$\text{da cui: } f = \sqrt{\frac{1}{d_s R} \frac{m_{DT} v_{DT}}{v_{DT}}} = 17,127, \text{ con: } t_D = t_F = 2,9777 \cdot 10^{-10} \text{ s.}$$

Per l'ottenimento di reazioni di fusione a confinamento inerziale si richiede, quindi, la compressione del combustibile di oltre un ordine di grandezza rispetto alla densità del combustibile solido a pressione ambiente.

Il fattore di utilizzo, in funzione del tempo di confinamento risulta:

$$u = \frac{q \frac{n_o}{2} \left( \frac{\frac{n_o s v_{DT} t}{2}}{1 + \frac{n_o s v_{DT} t}{2}} \right)}{q \frac{n_o}{2}} = \frac{\frac{n_o s v_{DT} t}{2}}{1 + \frac{n_o s v_{DT} t}{2}}, \text{ da cui:}$$

$$n_o t = \left( \frac{d_s}{m_{DT}} \right) \left( \frac{R}{v_{DT}} \right) = \frac{2}{s v_{DT}} \frac{u}{1 - u}, \text{ ovvero: } d_s R = \frac{2 m_{DT} v_{DT}}{s v_{DT}} \frac{u}{1 - u}, \text{ da}$$

cui si evince che un fattore di carico unitario è ottenibile solo per tempo illimitato e coerente con la condizione di Lawson:

$$d_s R \geq \frac{12 k T}{q s v_{DT}} m_{DT} v_{DT} = \frac{2 m_{DT} v_{DT}}{s v_{DT}} \frac{6 k T}{q}, \text{ nella quale, il fattore } 6 k T / q, \text{ rappresenta il fattore di carico ed essendo la formula valida per:}$$

$$6 k T << q, \text{ risulta: } \frac{u}{1 - u} = \frac{\frac{6 k T}{q}}{1 - \frac{6 k T}{q}} = \frac{1}{\frac{q}{6 k T} - 1} \approx \frac{6 k T}{q} \approx u.$$

Il rapporto fra la condizione di Lawson e la relazione generica in

$$\text{funzione del fattore di carico, risulta: } \frac{\frac{2 m_{DT} v_{DT}}{s v_{DT}} \frac{u}{1 - u}}{\frac{2 m_{DT} v_{DT}}{s v_{DT}} \frac{6 k T}{q}} = \frac{\frac{u}{1 - u}}{\frac{6 k T}{q}}, \text{ dalla}$$

quale si ottiene che per ogni valore imposto del fattore di carico, il parametro  $d_s R$  dalla condizione limite di Lawson:

$$d_s R = \frac{2 m_{DT} v_{DT}}{s v_{DT}} \frac{6 k T}{q}, \text{ va aumentato del fattore: } \frac{\frac{u}{1 - u}}{\frac{6 k T}{q}}.$$

Il pareggio dei tempi di fusione e disgregazione, risulta:

$$\frac{t_D}{t_F} = d_s R \frac{s v_{DT}}{v_{DT} m_{DT}} = 1, \text{ da cui: } d_s R = \frac{v_{DT} m_{DT}}{s v_{DT}}, \text{ e quindi:}$$

$$\frac{v_{DT} m_{DT}}{s v_{DT}} = \frac{2 m_{DT} v_{DT}}{s v_{DT}} \frac{u}{1 - u}, \text{ da cui: } u = 1/3; d_s R = 229,95 \text{ kg/m}^2,$$

con un aumento rispetto alle condizioni ambiente:

$$229,95 / 0,78392 = 293,33, (= f^2), \text{ pari al coefficiente di incremento:}$$

$$\frac{\frac{u}{1-u}}{\frac{6kT}{q}} = 293,33, \text{ per: } u = 1/3.$$

Coerentemente, essendo:  $f \propto \frac{1}{\sqrt{d_s R}}$ , il fattore **f** dal valore unitario, va

$$\text{aumentato del fattore: } \sqrt{\frac{\frac{6kT}{q}}{\frac{u}{1-u}}} = 17,127.$$

Le caratteristiche della pastiglia compressa, risultano:  $d_s = 10^6 \text{ kg/m}^3$ ;

$R = 2,2886 \cdot 10^{-4}$ , per la medesima massa:  $m = 5,0448 \cdot 10^{-5} \text{ kg}$ .

L'energia, ( $e_r$ ), liberata dalla pastiglia di combustibile, (massa **m**), vale:

$$e_r = \frac{m}{m_{DT}} \frac{q}{2} u = \frac{\frac{4}{3} \pi R^3 d_s}{m_{DT}} \frac{q}{2} u, \text{ che per: } u = 1/3, \text{ risulta: } 5,6528 \cdot 10^9 \text{ J}$$

ovvero incontrollabile.

In funzione dell'energia liberata, dalle relazioni:

$$\frac{\frac{4}{3} \pi R^3 d_s}{m_{DT}} \frac{q}{2} u = e_r; d_s R = \frac{2 m_{DT} v_{DT}}{s v_{DT}} \frac{u}{1-u}, \text{ si ottiene:}$$

$$d_s = 4 m_{DT} \left[ \frac{v_{DT}}{s v_{DT} (1-u)} \right]^{3/2} u^2 \sqrt{\frac{\pi q}{3 e_r}}; R = \sqrt{\frac{3 s v_{DT}}{4 \pi q v_{DT}} \frac{1-u}{u^2} e_r}.$$

Imponendo una potenza elettrica dell'ordine di **100 MW<sub>e</sub>** per microesplosione/s, si ottiene, (tenuto conto del rendimento di conversione: **h**  $\approx$  **0,4**):  $e_r = 2,5 \cdot 10^8 \text{ J}$ , da cui:

$d_s = 4,7777 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^3$ ;  $R = 4,8129 \cdot 10^{-5} \text{ m}$ , ( $d_s R = 229,95$ ), per

una massa:  $m = 2,23 \cdot 10^{-6} \text{ kg}$ , da cui la dimensione, ( $R_o$ ), a pressione ambiente, ( $d_{so} = 200 \text{ kg/m}^3$ ):  $R_o = 1,3861 \text{ mm}$ , ( $d_{so} R_o = 0,27722$ ),

e dalla relazione:  $d_s R = \frac{1}{f} R_o f^3 d_{so} = 229,95$ , il fattore di riduzione:

**f = 28,8.**



## § II°.3.26 – BOMBE NUCLEARI A FUSIONE, (H).

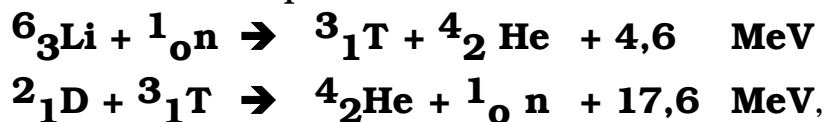
Una bomba nucleare a fusione consiste in un dispositivo a confinamento inerziale in grado di portare all'ignizione combustibile termonucleare.

In pratica tuttavia, data la difficoltà di raggiungere temperature termonucleari con sistemi convenzionali, già dalla fine degli anni '40, le nazioni a tecnologia nucleare si resero conto che la potenza degli ordigni nucleari a fissione poteva essere aumentata facendo fondere al loro interno miscele di deuterio e trizio e vennero quindi proposti sistemi misti a fissione e fusione.

La prima esplosione termonucleare a fusione fu effettuata dagli USA il 01.11.1952 nell'isola di Enewetak, arcipelago delle isole Marshall, (Pacifico settentrionale), con potenza di 10,4 Mt, cui seguì nell'agosto del 1953 la prima esplosione a fusione dell'URSS.

Nelle bombe a fusione termonucleare, (dette **H** dalla natura chimica degli isotopi impiegati), l'energia di riscaldamento è fornita da una preventiva esplosione di materiale fissionabile posto accanto al combustibile termonucleare inserito in un cilindro di cobalto-59, (materiale particolarmente idoneo a sopportare alte temperature), composto dal deuteruro di litio 6, (**LiD**), solido a temperatura ambiente. Le radiazioni di fissione vaporizzano il materiale del cilindro che quindi irradia il combustibile focalizzandovi onde d'urto di detonazione con compressione e riscaldamento a temperature di ignizione, (ordine di cento milioni di gradi).

In tal modo il trizio viene prodotto durante la reazione stessa tramite la catena:



in cui i neutroni fungono da catalizzatori.

In caso di litio naturale, il litio 7, per cattura neutronica, (specie veloce), genera litio 6 e neutroni da cui ulteriore trizio che contribuisce alla reazione di fusione con un incremento di oltre il doppio della potenza rispetto al solo litio 6 presente.

In una bomba **H**, pertanto, si hanno tre successivi tipi di esplosioni:

- una preventiva esplosione di materiale chimico richiesta per ottenere la variazione di geometria e/o densità del materiale fissionabile che lo porti in condizioni di criticità;
- l'esplosione nucleare di fissione;
- il rilascio esplosivo finale di energia di fusione termonucleare.

All'esterno del materiale termonucleare è posto un mantello di uranio 238 che utilizza l'intenso flusso neutronico generato dalle reazioni di

fusione e altrimenti perduto, convertendolo in un ulteriore rilascio di potenza esplosiva addizionale.

Si indica invece come bomba al neutrone una bomba **H** di limitata potenza, ( $1 \div 10$  kt), nella quale il mantello di materiale fissionabile esterno è assente e che pertanto emette un rilevante flusso neutronico e **X**, (circa un ordine di grandezza superiore rispetto a una bomba di pari potenza), che risulta letale in un raggio di alcune centinaia di metri potendo penetrare postazioni protette, mentre la sua potenza termica e distruttrice risulta ridotta a circa la metà.

Il potenziale energetico di una bomba **H** imputabile al combustibile di fusione, (a meno cioè della potenza generata dalla preventiva esplosione di fissione e dalle reazioni generate dal flusso neutronico sul materiale fissionabile esterno), risulta:

$$\frac{N_A}{M_{LiD}} (17,6 + 4,6) 1,6 \cdot 10^{-13} = 2,67 \cdot 10^{14} \frac{J}{kg_{LiD}} = 64 \frac{t}{kg_{LiD}},$$

ovvero quasi cinque ordini di grandezza superiore al potenziale di un esplosivo chimico.

L'energia delle bombe a fusione termonucleare, (**H**), risulta dell'ordine della decina di **Mt**, (la più grande, **58 Mt**, in URSS nel 1961), per una massa di combustibile di fusione, (**LiD**), di: **15.625 kg<sub>LiD</sub>/Mt**, (**3.900 kg<sub>D</sub>/Mt**).

In poco più di 50 anni le cinque potenze nucleari ufficiali, hanno effettuato **2.046** test nucleari:

Nazione	Numero testate disponibili	Numero esplosioni	Data ultimi test
<b>Stati Uniti</b>	<b>12.000</b>	<b>1.032</b>	<b>23.09.1992</b>
<b>Russia</b>	<b>23.000</b>	<b>715</b>	<b>24.10.1990</b>
<b>Francia</b>	<b>450</b>	<b>210</b>	<b>27.01.1996</b>
<b>Inghilterra</b>	<b>100</b>	<b>45</b>	<b>26.11.1991</b>
<b>Cina</b>	<b>434</b>	<b>44</b>	<b>29.07.1996</b>

A tali potenze nucleari dichiarate vanno aggiunte, (e costantemente aggiungendosi), nuove nazioni: Israele, (forse 100 testate), India, ( $60 \div 80$ ), Pakistan, ( $15 \div 25$ ), e presumibilmente Iran, Irak, Corea del Nord e Taiwan.

Il controllo della proliferazione nucleare, (sostanzialmente relativa alla costruzione di bombe a fissione, essendo per il momento preclusa ai paesi emergenti la tecnologia termonucleare), si avvale di tecniche di analisi anche di infinitesimi frammenti di materiali raccolti in siti sospetti o in campioni di aria, acqua, vegetali prelevati nell'ambiente

circostante, o addirittura tramite analisi dallo spazio aereo od orbitale con speciali radar a luce laser in grado di analizzare la frequenza della luce riflessa dal pulviscolo atmosferico.

Le immagini satellitari comprensive della impronta termica, infine, forniscono un dettagliato archivio cartografico, (da confrontare con i progetti dichiarati dalle autorità nazionali), permettendo una accurata analisi dell'evoluzione degli impianti in tutto il pianeta, mentre speciali software danno interessanti informazioni analizzando ogni indizio dalla mole delle comunicazioni presenti in rete.

Fra le tecniche di analisi, la luminescenza stimolata elettricamente permette di valutare l'avvenuto contatto di materiali con sostanze radioattive dal decadimento sollecitato da luce di opportuna lunghezza d'onda, di suoi elettroni e conseguente caratteristica luminescenza.

Analizzatori di raggi gamma e neutroni rivelano la natura dei diversi isotopi radioattivi, mentre speciali strumenti investono con raggi X materiali eccitando elettroni che tornando allo stato primitivo emettono frequenze luminose in grado di identificare la composizione di ogni lega metallica, segnalando eventuali elementi estranei all'utilizzo pacifico dell'energia nucleare.

Fino al 1963, data della moratoria nucleare in atmosfera cui aderirono USA, URSS e altre 115 nazioni, più di **500** esplosioni nucleari, (a fissione e fusione), sono avvenute in atmosfera per un totale di **650 Mt**, ovvero più di cento volte la potenza di tutti gli esplosivi impiegati nella seconda guerra mondiale.

I test nucleari sono rivelabili dalla firma sismica delle conseguenti scosse, caratterizzate da prevalenza di onde longitudinali, (oscillazioni del terreno nella direzione dell'onda) e non trasversali, (perpendicolari alla direzione dell'onda), tipiche degli eventi sismici naturali.

L'intensità della scossa fornisce una stima della potenza, mentre la presenza di isotopi radioattivi in paesi confinanti permette di confermare la natura nucleare dell'esplosione.

Al termine della "guerra fredda" l'arsenale nucleare mondiale aveva raggiunto un massimo pari a circa **74.000** testate, di cui circa 70.000 equamente divise fra USA e URSS, e le restanti 4.000 in altri paesi, per un totale di energia distruttiva disponibile superiore a circa **3 t** di esplosivo chimico per abitante del pianeta, (la spesa per i soli USA dal 1940 al 1996 ammonta a 5.500 miliardi di dollari).

La sovrabbondanza di tale armamento, ordini di grandezza superiore al quantitativo sufficiente a una distruzione planetaria totale, obbediva al principio della "ridondanza", o strategia della "dissuasione".

Missili, bombardieri, navi e sottomarini lanciamissili armati di testate nucleari costantemente operativi infatti, comportavano l'impossibilità di una neutralizzazione completa delle basi nucleari nemiche rendendo inevitabile la rappresaglia a un eventuale attacco di una qualunque delle due parti.

Successivamente con il disgelo e fino alla scomparsa dell'URSS e del relativo blocco politico orientale, con il trattato START 1, (stabilito nel 1991 e ratificato nel 1994), fu deciso di portare il numero di testate da 70.000 a 12.000, (6.000 per parte), entro il 2001, mentre con lo START 2, (firmato nel 1993 e ratificato dagli USA nel 1996 e dalla Russia nel 2000), a 7.000, (3.500 per parte), entro il 2003.

Nel 2010, è stato superato l'accordo russo americano del 1997, (2.500 testate per parte), giungendo a una riduzione delle testate nucleari strategiche a 1.500 per parte, con un numero di lanciatori da aria, (bombardieri), terra, (missili balistici intercontinentali), e mare, (sottomarini lanciamissili), di 700, fino a un massimo di 800.

Il disarmo è tuttavia subordinato al non allestimento di sistemi antimissilistici peraltro di crescente interesse per l'ingresso di nuove potenze nucleari fortemente instabili politicamente e a presumibili tendenze terroristiche.

Allo scopo il trattato Abm, (Anti Ballistic Missile), del 1972 vietando i sistemi antimissili, risulta l'architrave della strategia della deterrenza nucleare, limitando di conseguenza la corsa agli armamenti.

Attualmente il quadro è complicato dalla realizzazione di dispositivi assai più ridotti e maneggevoli come le cosiddette "bombe in valigia", ovvero ordigni nucleari tattici delle dimensioni dell'ordine di 60 x 30 x 20 cm e del peso di 30 ÷ 50 kg con capacità distruttiva dell'ordine di 1 ÷ 15 kt, disponibili anche a causa del rilevante contrabbando di materiale nucleare dai paesi dell'ex area socialista e trasportabili e depositabili ovunque tramite comuni mezzi terrestri, marini o aerei.

I trattati comunque impongono la distruzione dei missili non delle bombe che solo in seguito vengono disinnescate e distrutte al ritmo di circa 2.000 all'anno.

Da tali operazioni, (dette megatons to megawatts), si rende disponibile un quantitativo di circa **200.000 kg** di Pu239 e **1.000.000 kg** di U235.

Si ha, quindi, un contenuto energetico dei combustibili fissionabili impiegati, pari a quasi  **$10^{20} \text{ J} = 2,4 \cdot 10^9 \text{ TEP}$** , (~ 25% dei consumi mondiali annui), ovvero tenuto conto del rendimento termodinamico, (~ 1/3), e del fattore di conversione, a una potenzialità produttiva di

energia elettrica prossima ai relativi consumi mondiali annui, mentre per utilizzo in miscela con combustibili naturali o di scarto, o per impiego in reattori autofertilizzanti, (termici o veloci), per accrescere il fattore di conversione, pari a circa **2 + 3** volte la produzione elettrica annua mondiale.

In Europa, oltre alle atomiche franco-inglesi, in 11 basi militari di 6 nazioni gli Stati Uniti dispongono di 480 ordigni nucleari di cui 180 montabili su aerei dei paesi ospitanti con personale locale addestrato:

- Kleine Brogel, (Belgio): 20 bombe, (tutte assegnate dai piani di guerra al paese ospitante in caso di conflitti);
- Buchel, Norvenich e Ramstein, (Germania): 150 bombe, (60 assegnate al paese ospitante);
- Aviano e Ghedi di Torre, (Italia): 50 e 40 bombe rispettivamente, (40 assegnate al paese ospitante);
- Volkel, (Olanda): 20 bombe, (tutte assegnate al paese ospitante);
- Akinci, Balikesir e Incirlik, (Turchia): 90 bombe, (40 assegnate al paese ospitante);
- Lakenheath, (Inghilterra): 110 bombe.

Si tratta di ordigni B61-3, (da 0,3, 1,5, 60 e 170 kton), B61-4, (da 0,3, 1,5, 10 e 45 kton), e B61-10, (da 0,3, 5, 10 e 80 kton).

Montate su aerei abilitati, (F-15E e F-16C/D americani, F-16 belgi, olandesi e turchi, PA-Tornado 200 tedeschi e italiani), risultano meno potenti di quelle montate su missili.

### **§ II°.3.27 – L'IMPLOSIONE LASER.**

Il laser, (**L**ight **A**mplification by the **S**timulated **E**mission of **R**adiation) è un dispositivo in cui la comune emissione statistica isotropa di radiazione luminosa da parte degli atomi di una sostanza, viene ordinata in un raggio di luce monocromatica polarizzata praticamente privo di dispersione ovvero con densità superficiale di energia costante e non inversamente proporzionale al quadrato della distanza come per le altre forme di emissione di energia.

Il processo comprende uno stadio di "pompaggio", ovvero eccitazione degli elettroni della sostanza impiegata tramite cessione di energia, seguito dall'invio di una radiazione elettromagnetica che ne induce una contemporanea diseccitazione comandata.

Il primo laser entrò in funzione negli Stati Uniti nel 1960 e meno di un anno dopo, disponendo di uno strumento in grado di focalizzare considerevoli potenze in spazi ridotti, fu impiegato per studi sull'ignizione di pastiglie di deuterio-trizio.

Nel 1968 in URSS fu annunciata l'osservazione di neutroni termonucleari emessi da un plasma riscaldato con laser.

Il campo elettrico oscillante di un fascio laser cede energia agli elettroni nella regione del plasma a densità critica, ovvero in uno spessore dell'ordine di  $10^{-4}$  m in cui la frequenza delle oscillazioni del plasma eguaglia quella della luce laser e quindi, tramite interazioni elettroniche, all'intero plasma.

La durata dell'impulso non deve superare il tempo di disgregazione, nè essere inferiore a quello necessario al trasferimento di energia fra elettroni e ioni, ( $\sim 10^{-11}$  s).

Sono quindi richiesti impulsi di energia di  $2 \div 10$  MJ in tempi dell'ordine di  $10^{-10}$  s, con potenze dell'ordine di  $10^{16} \div 10^{17}$  W.

La compressione del combustibile avviene tramite funzionamento a razzo sferico: la superficie della pastiglia viene raffreddata per ablazione delle particelle calde che sfuggendo creano un'onda d'urto di compressione con pressioni di reazione dell'ordine di  $10^{12}$  bar, (per questo la pastiglia presenta un rivestimento di materiale a basso numero atomico, ovvero a elevato impulso specifico).

L'onda d'urto deve risultare geometricamente isotropa e discostarsi termodinamicamente al minimo dall'isoentropica affinché si abbia il minimo aumento di temperatura che incrementa l'energia di compressione.

Infine l'energia cinetica delle particelle di plasma, che risultano avere una velocità di implosione dell'ordine della velocità del suono nel mezzo, (alcune centinaia di km/s), porta all'aumento di temperatura fino all'innesco delle reazioni di fusione.

Poichè dalla fusione di ogni coppia **DT** si libera un'energia **q** e viene richiesta un'energia di riscaldamento pari a **4(3/2 kT)**, (due nuclei e due elettroni), il guadagno, (**G**), o rapporto fra l'energia di fusione e quella di riscaldamento, vale: **G = q/(6kT)**, e per ignizione a **5 keV**, risulta: **G = 600**.

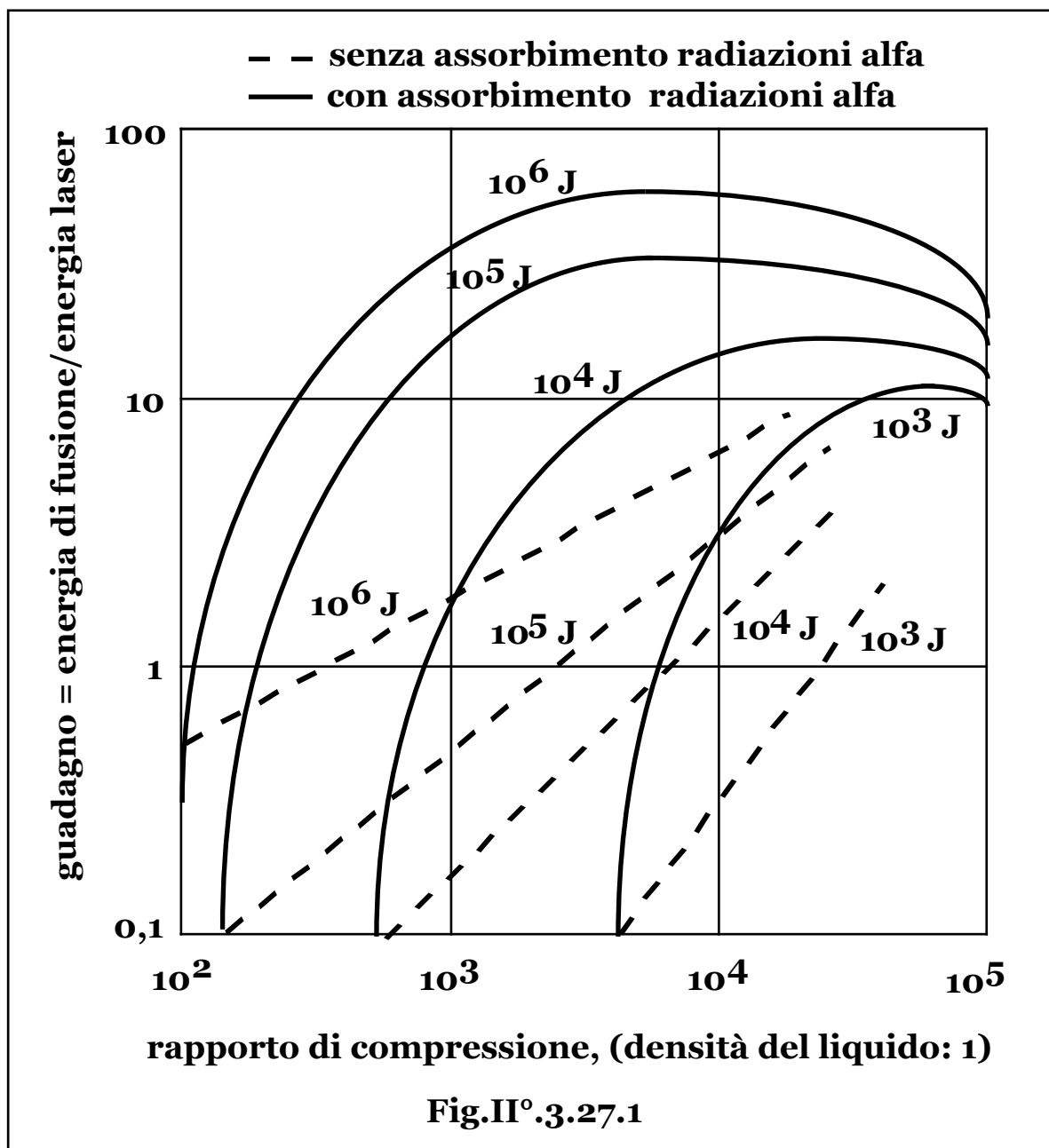
Tenuto conto dei rendimenti dei dispositivi laser, ( $\sim 10\%$ ), dei fenomeni di trasferimento, ( $< 10\%$ ), della frazione di combustibile che reagisce, (comunque non superiore al **50%**), e del rendimento di conversione dell'energia termica prodotta in energia elettrica, ( $\sim 40\%$ ), il guadagno netto vale: **G x 0,5 x 0,1 x 0,1 x 0,4  $\sim 1$** .

E' possibile, però, ridurre l'energia di riscaldamento, (fino a due ordini di grandezza), innescando l'ignizione in una piccola regione al centro del combustibile, con conseguente dissipazione dell'energia dei prodotti di reazione, (che si propaga come onda d'urto), nel rimanente.

Infatti per compressioni che comportino incrementi di densità di almeno un fattore  $10^3$ , il cammino libero medio delle particelle  $\alpha$  risulta dell'ordine di  $10^{-5}$  m, e diviene, quindi, apprezzabile l'energia ceduta al combustibile dalle particelle  $\alpha$  di fusione stesse, che invece, alle densità ordinarie, con un cammino libero medio dell'ordine di  $10^{-2}$  m, sfuggono completamente dal combustibile.

L'intero processo avviene in un tempo dell'ordine di  $10^{-8}$  s.

In **Fig.II°.3.27.1**, è riportato l'andamento del guadagno di energia, in funzione del rapporto di compressione e dell'energia laser con e senza assorbimento delle radiazioni  $\alpha$ .



Oltre un certo limite di aumento di densità, l'energia di compressione diviene apprezzabile e le curve tendono a decrescere.

La lunghezza d'onda dei laser deve essere la più bassa possibile, (almeno nel campo del blu), in quanto uno dei componenti della sezione d'urto di assorbimento della radiazione è inversamente proporzionale al quadrato della lunghezza d'onda, mentre all'aumentare della lunghezza d'onda cresce il coefficiente di riflessione della luce laser da parte del bersaglio e la produzione di elettroni veloci o sovratermici, (con energia superiore a quella del mezzo), i quali penetrano nel combustibile e tendono a riscaldare la miscela prima della compressione.

Le energie laser richieste risultano superiori a quelle attualmente disponibili e tuttavia non al di fuori della portata di ciò che è pensabile ottenere a medio termine.

In tale approccio alla fusione, inoltre, il progresso richiesto non risiede nella tecnologia più propriamente termonucleare, ma solo in quella laser che risulta in pieno sviluppo con costante aumento di potenze e rendimenti.

Oltre all'irraggiamento diretto con luce laser, è possibile realizzare anche un irraggiamento indiretto ponendo la pastiglia all'interno di una cavità composta di materiale ad elevato **Z** che converte la radiazione laser in raggi **X** soffici tramite i quali la pastiglia viene implosa.

I dispositivi laser, (la sorgente di energia concentrata attualmente più impiegata), tuttavia, hanno scarsi rendimenti.

Parallelamente è quindi allo studio anche l'impiego alternativo di bombardamenti con fasci di ioni leggeri, (come protoni), o pesanti, ottenuti tramite acceleratori di particelle.

Gli ioni pesanti, richiedono apparecchiature particolarmente costose, ma risultano a parità di energia, più efficienti di quelli leggeri per il loro minore cammino libero medio all'interno del combustibile e quindi per la loro più efficiente interazione, mentre i relativi acceleratori giungono a maggiori rendimenti, (~ **25%**).

La compressione impulsiva, infine, potrebbe essere teoricamente ottenuta anche con strizioni magnetiche in sistemi misti magnetico-inerziali, richiedendo tuttavia intensità di energia magnetica al di fuori dell'attuale tecnologia e dell'economia dei sistemi.

### **§ II°.3.28 – PROGETTI DI REALIZZAZIONE.**

Nelle prime proposte di impianto le pastiglie di combustibile **DT** vengono guidate elettrostaticamente su percorsi a spezzata per evitare fughe di radiazioni **X** e neutroni durante l'esplosione.



Al centro della camera di combustione vengono, quindi, irradiate simmetricamente dai fasci laser in forma diretta o indiretta tramite trasformazione della radiazione laser in raggi **X** in un guscio esterno della pasticca di combustibile.

Altri schemi di realizzazione prevedono un contenitore sferico carico di litio liquido, (temperatura di fusione 180 °C), posto in rotazione da pompe a getto tangenziali a formare una cavità centrale cilindrica nella quale la pasticca di combustibile è immessa e subisce l'ignizione.

Il litio funge, oltre che da vettore del calore primario, da rigeneratore del trizio.

I contenitori sono sollecitati dalle microesplosioni e dal bombardamento di radiazioni, (particelle cariche, **20%**, raggi **X**, **5%**, neutroni di spettro più duro di quello dei neutroni di fissione, **75%**, in energia), con innesco di onde d'urto, elevate temperature superficiali, emissione di particelle, con possibilità di fusione, rigonfiamento, erosione dei materiali, trasmutazioni nucleari da catture neutroniche con produzione di gas e solidi, che portano nel loro complesso a deformazioni, infragilimento, fratture delle pareti.

Sono previsti recipienti in pressione di qualche metro di diametro e fino a **20÷30 cm** di spessore, realizzati con acciai al cromo-molibdeno, (fino a **480 °C**), o leghe di niobio all'**1%** di zirconio, (fino a **1.100 °C**), muniti di un anello forato sul fondo per l'immissione di bolle di gas di attenuazione delle onde d'urto.

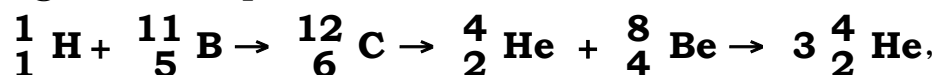
Con una cavità centrale di qualche centimetro di diametro e un ricambio di circa il **50%** di litio a ogni ciclo, si limita a poche decine di gradi l'escursione termica del litio che con un ritorno tramite ugelli tangenziali mantiene il vortice.

Il reattore potrebbe poi essere accoppiato a un impianto convenzionale per la conversione dell'energia termica in energia elettrica.

In questi schemi non si hanno vantaggi all'aumentare della scala dell'impianto; risulta dunque possibile la produzione modulare di serie dei gruppi da accoppiare direttamente alla sezione di conversione, a tutto vantaggio dell'economia del sistema.

In funzione delle crescenti prestazioni dei sistemi laser, con dispositivi da **10<sup>6</sup> J** sarà possibile utilizzare deuterio puro con eliminazione del ciclo del litio e del ritrattamento.

Con laser da **10<sup>8</sup> J**, a valori di  **$d_s R \sim 10^2 \text{ kg/m}^2$**  e con rapporti di compressione di **10<sup>5</sup>**, i raggi **X** vengono assorbiti e sarà possibile ampliare la gamma dei potenziali combustibili da fusione:



con assenza di neutroni e prodotti radioattivi a tutto vantaggio dei sistemi di schermaggio e sicurezza.

I neutroni di fusione, infine, potrebbero essere utilizzati per la produzione di materiali fissili da materiali fertili nei reattori ibridi a fusione-fissione, con un aumento da **20** a **50** dell'energia primaria di fusione.

### **§ II°.3.29 – LA FUSIONE FREDDA.**

I sistemi di confinamento magnetico o inerziale hanno in comune l'ottenimento di condizioni di temperatura alle quali le particelle acquistano un'energia sufficiente al superamento della barriera di potenziale coulombiano e potendo, quindi, giungere a distanze alle quali le forze nucleari attrattive divengono preponderanti, fondere.

Accanto a questi approcci alla fusione detta pertanto "calda", ne esistono altri nei quali le particelle vengono a trovarsi alle medesime distanze utili per la fusione senza richiedere lo stato di plasma ad alta temperatura e vengono detti, pertanto, di fusione "fredda", o reazioni nucleari a bassa energia.

#### **La fusione muonica.**

Un mesone mu, (**muone**), può legarsi a nuclei al posto di un elettrone formando atomi o molecole muoniche, ma avendo una massa pari a circa **200** volte quella dell'elettrone, comporta dimensioni atomiche circa **200** volte inferiori senza richiedere pressioni dell'ordine di **10<sup>8</sup> bar** necessarie solo per dimezzare le distanze fra i normali nuclei delle molecole di idrogeno e suoi isotopi.

Si ottengono, pertanto, dimensioni eccezionalmente ridotte e i nuclei dei sistemi muonici possono essere avvicinati sufficientemente per l'innesco di reazioni di fusione.

Un muone prodotto da un acceleratore di particelle e immesso in una miscela di deuterio e trizio, viene rallentato e può sostituirsi a un elettrone formando un atomo muonico neutro che può avvicinarsi a un altro atomo formando una molecola muonica i cui nuclei possono reagire fondendo.

Il muone funge solo da catalizzatore e dopo la reazione di fusione può non disintegrarsi, ma riprendere il ciclo formando un altro atomo e molecola muonica e innescare una nuova reazione di fusione.

La vita media di un muone è dell'ordine di **2 10<sup>-6</sup> s**, ma l'intero processo di fusione muonica avviene in tempi dell'ordine di **10<sup>-12</sup> s**, per cui ogni muone può dare luogo a numerosi eventi di fusione.

La fusione muonica non richiede tecnologie complesse e può avvenire in condizioni di temperatura e densità ordinarie, i problemi tecnici riguardano l'efficienza dei muoni che possono disintegrarsi o disperdersi in processi sterili, ovvero il bilancio energetico fra l'energia spesa per la produzione di muoni e l'energia liberata dalla fusione.

Negli esperimenti attuali si è giunti a produrre circa **200** reazioni di fusione per muone con una resa energetica dell'ordine del **40%** del costo energetico di produzione del muone.

L'approccio è quindi ritenuto promettente con il progresso della relativa tecnologia, pur essendo impiegata nel campo una concentrazione di fondi, strutture e forze umane nemmeno paragonabile a quelle relative agli approcci alla fusione "calda".

### **La fusione per sonoluminescenza.**

Il fenomeno della sonoluminescenza risale a osservazioni di fisici tedeschi in esperimenti sui sonar, all'Università di Colonia, nel 1934.

La sonoluminescenza, (o luminescenza da cavitazione), è quel fenomeno per cui piccolissime bolle di gas forzate ad espansioni e collassi tramite l'invio dall'esterno di onde acustiche, emettono brevi e intensi lampi luminosi in fase con le onde sonore, facendo supporre il raggiungimento di elevatissime temperature in corrispondenza del collasso implosivo.

Il fenomeno è analogo alla risonanza, (oscillazioni di ampiezza crescente fino al collasso della struttura), indotta da onde sonore che investono un corpo con frequenza pari a quella propria di vibrazione del corpo stesso.

In un contenitore di un liquido, (ad esempio acqua), che funge da vettore di trasmissione di energia acustica, riscaldato fino alla formazione di bolle d'aria disciolta e di vapore, investito da fasci di ultrasuoni alla frequenza dell'ordine di 25 kHz, (ad esempio tramite un generatore piezoelettrico), le bolle presenti iniziano a vibrare con periodo corrispondente alla frequenza degli ultrasuoni, (40 ns), espandendosi e collassando su se stesse fra dimensioni comprese fra alcune unità ad alcune decine di  $\mu\text{m}$ , (fenomeno della cavitazione).

Al termine della fase di espansione il contatto con la pressione del liquido delle bolle sottopressione, vi genera onde d'urto fino a una implosione, (velocità dell'ordine di 1,4 km/s), con raggiungimento di temperature fino ad alcune decine di migliaia di gradi, ed emissione di lampi di luce costituiti da una serie regolare di impulsi discreti della durata dell'ordine di alcune decine di ps tali da risultare all'osservatore punti luminosi.

I lampi sono siti prevalentemente nel campo dell'ultravioletto, (con, al netto degli assorbimenti del liquido, una sola parte nel visibile corrispondente a una luce bluastra).

L'energia sonora viene quindi, trasformata in energia luminosa.

Un modello fenomenologico indica nella ionizzazione del gas riscaldato dalle onde d'urto e dalla successiva ricombinazione, la generazione di fotoni luminosi.

Utilizzando acido solforico al posto dell'acqua e bolle di gas nobili, si ottengono lampi di intensità sensibilmente maggiori.

Impiegando liquidi contenenti deuterio, (acqua pesante, o composti idrogenati come l'acetone deuterato,  $\text{CD}_3\text{COCD}_3$ , con deuterio al posto dell'idrogeno), tramite implosioni da dimensioni dell'ordine del millimetro e quelle del micron ottenute con radiazioni sonore della frequenza dell'ordine di 20 kHz, il fenomeno viene investigato allo scopo di verificare la possibilità di innesco di microfusioni nucleari puntuali, in alcune microbolle.

In tal caso le condizioni di densità estremamente maggiori di quelle relative ai plasmi da fusione potrebbero comportare migliori rese energetiche.

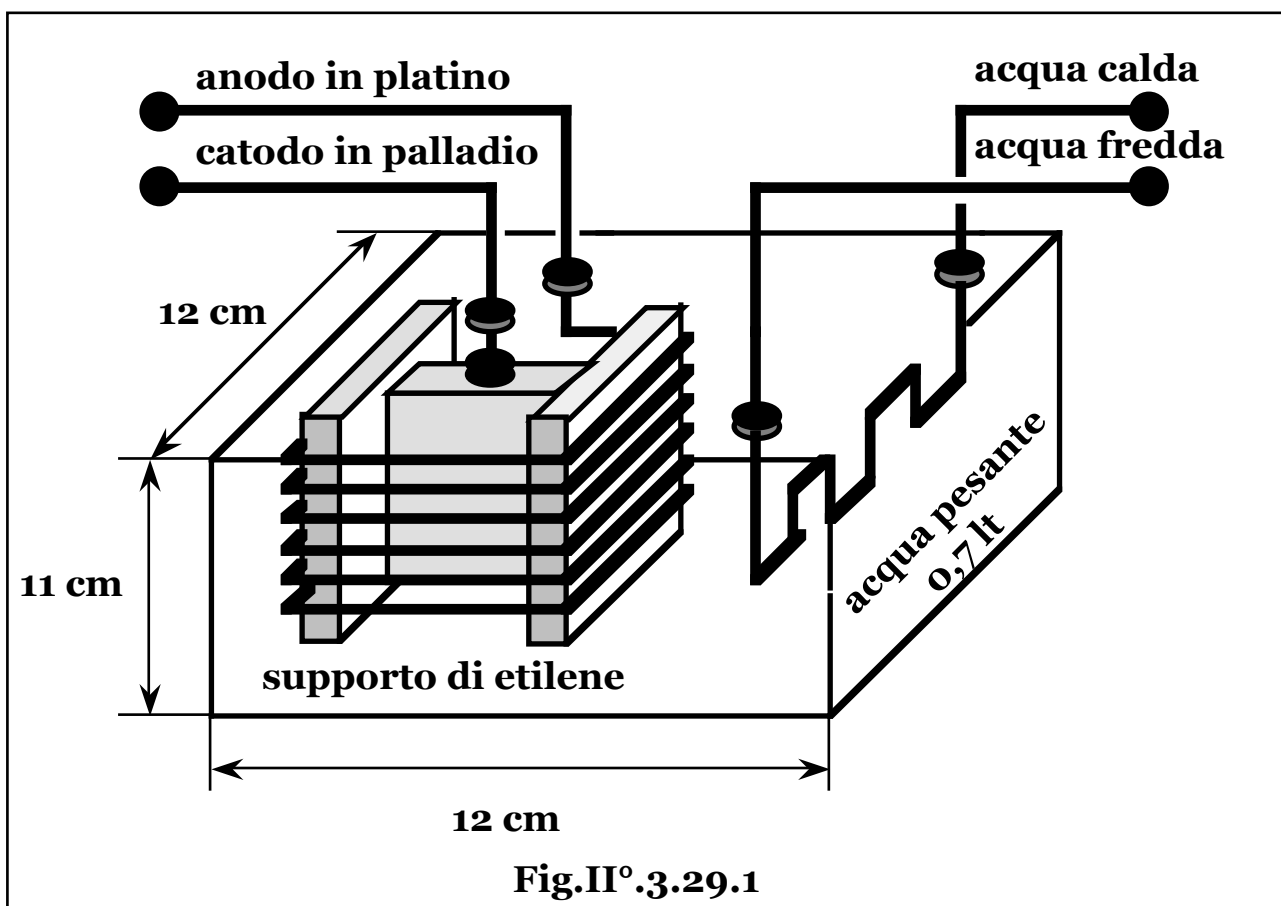
### **La fusione elettrolitica.**

In tutti questi approcci di fusione, (calda o fredda), le reazioni avvengono fra particelle nel vuoto ove, pertanto, la repulsione può essere superata solo dall'energia delle particelle stesse.

La resistenza alla reazione, (e conseguentemente l'energia delle particelle), può essere diminuita tramite reazioni piezonucleari, ovvero forzando le particelle a inserirsi in reticoli cristallini di metalli.

Ancora più recentemente, con l'annuncio del 23 marzo 1989, gli elettrochimici americani Stanley Pons e Martin Fleishmann sostennero di aver ottenuto reazioni di fusione fredda con una semplice cella elettrolitica con elettrodi di palladio, (negativo), e platino, (positivo), immersi in una vasca contenente l'elettrolita acqua pesante, nella quale al passaggio di corrente, dopo un certo periodo, (interpretato come tempo necessario al noto fenomeno di assorbimento di ioni leggeri, nel caso deuterio, da parte di metalli quali palladio, nichel, titanio, ecc.), si era avuta una sensibile produzione di energia termica, ("calore anomalo"), superiore all'energia elettrica dissipata, ed emissione di neutroni addizionali, (rispetto al fondo naturale).

Pur fra le notevoli perplessità che nacquero, (insieme ai tradizionali ottimismo), dovuti soprattutto all'equivocità dei risultati sperimentali relativi sia all'affidabilità delle misure di effettiva presenza di radiazioni, (neutroni e  $\gamma$ ), di trizio e di elio-3, che alle discrepanze fra liberazione di energia e produzione di neutroni, (inferiore di diversi ordini di grandezza a quella teoricamente corrispondente), in molti laboratori l'esperimento fu ritentato in diverse condizioni fisiche e con diversi materiali, impiegando apparati sperimentali del tipo riportato in **Fig.II°.3.29.1**, coi quali in molti casi fu possibile generare potenza termica di durata tale da escludere la natura chimica del processo, mentre l'inequivocabile rilievo della presenza di radiazioni, (neutroni e  $\gamma$ , seppure in quantità minore di quella corrispondente alla liberazione di energia), e di nuclei di trizio ed elio-3, oltre a confermare la natura non chimica della reazione, mostrò che comunque reazioni di fusione nucleare dovevano avvenire.



Pur continuando a essere ipotetici i fenomeni fisici di funzionamento di tali sistemi, si ritiene che il passaggio di corrente fra gli elettrodi, realizzi una prima fase di caricamento dell'elettrodo di palladio con deuterio

all'interno del reticolo cristallino dell'elettrodo stesso, (fino a un rapporto unitario fra atomi di deuterio e palladio e con valore di soglia per l'innescò del fenomeno pari a 0,87), a distanze sufficienti per reazioni di fusione nucleare, (con possibilità di accumulo al polo negativo di un campo impresso, effetto Cohen), per cui dopo questo primo periodo di messa a regime, possono innescarsi fenomeni di fusione nucleare e la cella inizia a erogare potenza termica utile.

Più precisamente i modelli proposti sono essenzialmente tre e si differenziano sostanzialmente a seconda della posizione ipotizzata, (la superficie o l'interno dell'elettrodo), in cui avvengono le reazioni.

Secondo il primo, detto dei "cristalli dendritici", le impurità presenti nella soluzione precipitano sulla superficie dell'elettrodo di palladio formando cristalli, (dendritici, ovvero con diramazioni a forma di rami d'albero), all'estremità dei quali si forma un campo elettrico che attira gli ioni deuterio accelerandoli sulla sua superficie fino a farli collidere e fondere.

Il secondo detto della "transizione di fase", ipotizza invece che il reticolo cristallino del palladio dopo l'assorbimento degli atomi di deuterio, subisca una transizione di fase portando i nuclei di deuterio a distanze utili alla fusione.

Il terzo ipotizza che sulla superficie e all'interno del palladio si aprano microfratture con lati carichi positivamente e negativamente che producono ioni di deuterio rispettivamente positivi e negativi dalla cui attrazione si innescano reazioni di fusione.

In alcuni esperimenti si sono osservate anche "esplosioni" di neutroni, ovvero rapide emissioni di neutroni, (diversi ordini di grandezza superiori al fondo naturale), e in particolare nei periodi di caricamento e di spegnimento della cella, fenomeno che potrebbe essere interpretato come un utilizzo dei neutroni nella reazione stessa e spiegarne, quindi, la scarsità rispetto alla generazione di energia durante la fase di fusione.

Oltre a celle con elettrodi di palladio e platino in elettrolita acqua pesante, sono stati tentati esperimenti di fusione fredda, (o a bassa energia), di nuclei di metalli e idrogeno.

In dispositivi tubolari contenenti soluzioni acquose di polveri di nichel, (con aumento della superficie di contatto), tramite passaggio di corrente fino alla vaporizzazione del solvente, iniettando idrogeno in pressione si sarebbero ottenute reazioni di fusione con il nichel riscaldato, con generazione di rame, (di fusione), liberando potenza termica oltre un ordine di grandezza superiore a quella impiegata, con assenza di flusso neutronico, mentre la prevista emissione gamma

dovrebbe risultare solo di poco superiore al fondo naturale.

Tuttavia una diversa congettura teorica, ritiene tali processi non reazioni di fusione, o nucleari a bassa energia, ma sintesi neutroniche dovute a interazioni deboli, in cui protoni ed elettroni si uniscono a formare neutroni, (Teoria di Widom e Larsen).

In reticoli cristallini, campi elettrostatici di migliaia di V/m, forzerebbero l'atomo di idrogeno a contrarsi fino a un centinaio di volte divenendo un neutrone virtuale capace di penetrare la barriera coulombiana, o si creerebbero temporaneamente dei neutroni in seguito alla combinazione di protoni, (idrogeno ionizzato), ed elettroni. I neutroni, assorbiti dal nucleo di nichel, subirebbero decadimenti beta trasformandosi in protoni con emissione di elettroni e antineutrini elettronici, da cui l'emissione anomala di energia, (troppo alta per essere chimica, troppo bassa per essere nucleare), osservata da tempo in diversi esperimenti.

